Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Erik Volk

aus Frankenthal/Pfalz

1996

Strukturfunktionsanalyse

bei

HERMES

Die Diplomarbeit wurde von
Erik Volk
ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Bogdan Povh.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Seit den ersten tief inelastischen Streuexperimenten Ende der 60iger Jahre am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) und der daraus resultierenden Entwicklung des Quark-Parton-Modells zur Beschreibung der inneren Struktur von Nukleonen sind eine ganze Reihe weiterer derartiger Experimente durchgeführt worden. Im einfachsten Modell ist das Nukleon aus drei punktförmigen Fundamentalteilchen, den Valenzquarks, zusammengesetzt. Die additiven Quantenzahlen des Nukleons können darin als die Summe der Quantenzahlen seiner Bestandteile verstanden werden. Je kleiner die Skalen wurden, auf denen ein Nukleon durch Fortschritte in der Beschleunigertechnologie und dem Erreichen immer höherer Strahlenergien untersucht werden konnten, umso mehr mußte das einfache Modell erweitert werden, aber immer neue Fragen tauchten auf. So entdeckte die European Muon Collaboration den nach ihr benannten Einfluß der Kernumgebung auf Myon-Nukleon-Streuversuche, den EMC-Effekt, und fand überraschend, daß der Spin eines Nukleons nicht die einfache Summe des Spins seiner Partonen ist. Gegenwärtige Experimente zeigen, daß nur etwa 30% des Nukleonenspins von Quarks getragen wird.

Mit dem HERMES-Experiment (HERa MEasurements of Spin-dependent structure functions), das als drittes Experiment am Protonen-Elektronen-Collider HERA des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg 1995 mit der Datennahme begann und die Messung von inklusiven und semi-inklusiven polarisierten Wirkungsquerschnitten zum Ziel hat, können in bisher unerreichter Präzision die verschiedenen Beiträge zum Spin der Nukleonen bestimmt werden. Neben der Spinphysik können bei HERMES durch die Verwendung einer Vielzahl unpolarisierter Targetgase zusätzlich die Eigenschaften von Nukleonen in verschiedenen Kernen untersucht werden.

In dieser Arbeit soll durch die Extraktion der unpolarisierten absoluten Strukturfunktion F_2 von ^{3}He der gegenwärtige Stand in der Detektorbeschreibung untersucht werden. Darüber hinaus erlaubt der Vergleich der Strukturfunktion von ^{3}He mit der des Deuterons aus früheren Messungen eine Abschätzung möglicher Kerneffekte in ^{3}He.

In den nächsten Abschnitten soll kurz auf die für die Analyse nötigen Grundkenntnisse der tief inelastischen Streuung eingegangen werden. Der interessierte Leser findet weiterführende Informationen und historische Hintergründe in der unter [BJO64] angegebenen Literaturliste.

1.1 Inelastische Lepton-Nukleon-Streuung

Der Prozeß der inelastischen Streuung eines geladenen Leptons an einem stationären Target soll im folgenden am Beispiel der Lepton-Nukleon-Streuung erläutert werden.

$$\ell + N \to \ell' + X \tag{1.1}$$

ℓ und ℓ' bezeichnen ein- und auslaufendes Lepton. Das einlaufende Lepton streut an einem Targetnukleon N, welches aufbricht und in den Endzustand X hadronisiert. Es handelt sich dabei um einen elektroschwachen Prozeß. Aufgrund der hohen Masse der schwach wechselwirkenden W und Z^0 Bosonen und der kinematischen Gegebenheiten bei HERA und HERMES (Positron mit 27.5 GeV auf ruhendes Target) sind jedoch die elektromagnetischen Beiträge dominant. Der Beitrag niedrigster Ordnung zur elektromagnetischen Lepton-Nukleon-Streuung als grundlegendem Prozeß ist in Abbildung 1.1 skizziert.

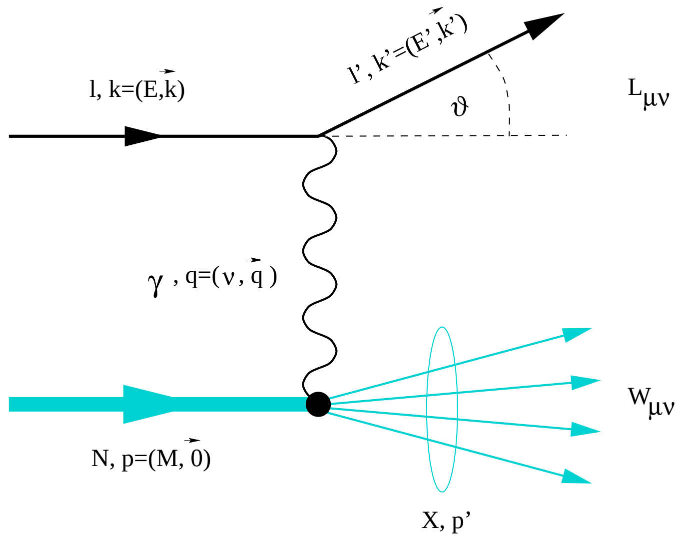

Abb. 1.1: Feynman-Diagramm für den Beitrag niedrigster Ordnung zur elektromagnetischen Lepton-Nukleon-Streuung

Das einlaufende Lepton mit Energie E und Viererimpuls k wird im Laborsystem unter dem Winkel θ in den Zustand E', k' gestreut. Die Wechselwirkung mit dem Target erfolgt durch den Austausch eines virtuellen Photons, welches vom (im Laborsystem ruhenden) Target mit Viererimpuls p absorbiert wird. Elektromagnetische Prozesse, bei denen mehr als ein Photon ausgetauscht werden, spielen nur eine untergeordnete Rolle[1].
Eine vollständige Beschreibung des Streuprozesses ist bereits mit der alleinigen Messung des gestreuten Leptons möglich (inklusive Messung). Von Bedeutung sind die folgenden kinematischen Variablen (M bezeichnet die Nukleonmasse):

· Impuls des virtuellen Photons

$$q = k - k' \tag{1.2}$$

[1] Das Verhältnis von $\sigma(e^+p)$ zu $\sigma(e^-p)$ ist sensitiv auf den Interferenzterm der Ein-Photon- und Zwei-Photon-Austauschgraphen. Experimentell ist es konsistent mit 1.

· negatives Quadrat des Impulsübertrages

$$
\begin{aligned}
Q^2 &= -q^2 = -(k-k')^2 \overset{Lab}{\cong} 4EE'sin^2\frac{\theta}{2} \\
Q^2 &> 0
\end{aligned}
\tag{1.3}
$$

· Energieübertrag

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} \overset{Lab}{=} E - E' \tag{1.4}$$

· invariantes Massenquadrat des hadronischen Endzustandes

$$W^2 = p'^2 \overset{Lab}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2 > M^2 \tag{1.5}$$

Sind der Impulsübertag und die invariante Masse des hadronischen Endzustandes groß im Vergleich zu typischen hadronischen Massen, so spricht man von *tief inelastischer Streuung.*
Üblicherweise führt man noch zwei dimensionslose Skalenvariable ein:

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{1.6}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \overset{Lab}{=} \frac{\nu}{E} \tag{1.7}$$

Die Skalenvariablen y entspricht im Laborsystem dem relativen Energieübertrag auf das Target. Im Fall der elastischen Streuung ist $Q^2 = 2M\nu$ und damit $x = 1$. Für inelastische Streuung gilt $x < 1$ aufgrund der Beziehung (1.5); x ist also ein Maß für die Inelastizität des Streuvorganges.

1.2 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt des Ein-Photon-Austauschprozesses kann als Quadrat der Übergangsamplitude als Produkt zweier Tensoren, dem leptonischen Tensor $L^{\mu\nu}$ und dem hadronischen Tensor $W^{\mu\nu}$, geschrieben werden:

$$\frac{d^2\sigma^{1\gamma}}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4E^2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} . \tag{1.8}$$

Der leptonische Tensor

$$L_{\mu\nu} = \sum_{s'} \bar{u}(k', s')\gamma_\mu u(k, s)\bar{u}(k, s)\gamma_\nu u(k', s') \tag{1.9}$$

beschreibt die Abstrahlung eines Photons von einem punktförmigen Fermion und ist aus der Quantenelektrodynamik bekannt. Da bei HERMES die Spinausrichtung im Endzustand nicht beobachtet wird, muß über die Spineinstellungen s' im Endzustand summiert werden. Unter Ausnutzung einiger Eigenschaften der Dirac-Spinoren u ergibt sich folgender Ausdruck:

$$L_{\mu\nu} = 2\left[k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - (k \cdot k')g_{\mu\nu}\right] + 2m_e^2 g_{\mu\nu} + 2m\imath\,\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} S^\alpha (k-k')^\beta \ , \tag{1.10}$$

wobei S der Spin-Vierervektor des einlaufenden Leptons ist:

$$S^\alpha = \frac{1}{2}\bar{u}(k,s)\gamma^\alpha\gamma_5 u(k,s)\,. \tag{1.11}$$

Man erkennt, daß nur der bezüglich des Austausches von μ und ν antisymmetrische Teil des leptonischen Tensors vom Spin des einlaufenden Leptons abhängig ist.

Der hadronische Wechselwirkungspunkt dagegen kann nicht allein aus fundamentalen Prinzipien berechnet werden. Unter Ausnutzung von Lorentzkovarianz, Paritäts- und Stromerhaltung des elektromagnetischen Stromes[2] sowie Invarianz unter Zeitumkehr kann die Wechselwirkung am hadronischen Vertex für ein Spin $\frac{1}{2}$ Target durch folgenden Ansatz beschrieben werden:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} \;=\;& \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) W_1(q^2,\nu) \\ +\;& \left[\left(p_\mu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\nu\right)\right]\frac{W_2(q^2,\nu)}{M^2} \\ +\;& \imath\,\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha M S_h^\beta G_1(q^2,\nu) \\ +\;& \imath\,\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha\left[(p\cdot q)\,S_h^\beta - (S_h\cdot q)\,p^\beta\right]\frac{G_2(q^2,\nu)}{M}\,. \end{aligned} \tag{1.12}$$

S_h ist hierbei der Polarisationsvektor des Targetnukleons. W_1, W_2, G_1, G_2 sind skalare Funktionen der Variablen Q^2 und ν, die die Struktur des Targets beschreiben (*Strukturfunktionen des Nukleons für inelastische Streuung*). Es erweist sich als hilfreich, dimensionslose Strukturfunktionen einzuführen:

$$\begin{aligned} F_1 = MW_1 \quad &, \quad F_2 = \nu W_2\,, \\ g_1 = M^2\nu G_1 \quad &, \quad g_2 = M\nu^2 G_2\,. \end{aligned} \tag{1.13}$$

Ebenso wie bei dem leptonischen Tensor kommt auch bei dem hadronischen Tensor der Spin nur im antisymmetrischen Teil vor. Kontrahiert man nun beide Tensoren zum Wirkungsquerschnitt, so tauchen im resultierenden Ausdruck keine Terme auf, die entweder nur den Spin des einlaufenden Leptons oder nur den Spin des Targets enthalten. Für Spinstruktur-Messungen müssen somit beide Streupartner polarisiert sein.
Da im Rahmen dieser Arbeit aus den HERMES-Messungen nur unpolarisierte Strukturfunktionen extrahiert werden sollen, wird im weiteren nur auf diese eingegangen. Setzt man nun die obigen Tensor-Ausdrücke in (1.8) ein und bildet den Mittelwert über den Spin des einlaufenden Leptons, so erhält man für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma^{1\gamma}}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4E^2}\left(W_2(Q^2,\nu)cos^2\frac{\theta}{2} + 2W_1(Q^2,\nu)sin^2\frac{\theta}{2}\right)\,. \tag{1.14}$$

1.3 Partonmodell

Experimentell zeigte es sich Ende der 60er Jahre, daß für $Q^2 \geq 1$ GeV^2 im Falle der tief inelastischen Streuung von Leptonen an Protonen die Strukturfunktionen F_1 und F_2

[2] Da die schwache Wechselwirkung paritätsverletzend ist, kommt z.B. bei der Streuung von Neutrinos noch ein weiterer Freiheitsgrad zum hadronischen Tensor hinzu. Dieser führt zu einer weiteren Strukturfunktion, F_3 genannt.

weitgehend unabhängig von Q^2 sind [PAN68]. Diese *Skaleninvarianz* steht in klarem Kontrast zum Verhalten der elektromagnetischen Formfaktoren, die bei großen Q^2 mit Q^{-4} verschwinden [POV93]. Für sehr große Werte von ν und Q^2 war dieses Verhalten von Bjørken vorausgesagt worden [BJO69a], überraschend war jedoch die Gültigkeit im für Q^2 experimentell zugänglichen Bereich von einigen GeV^2.

Von Q^2 unabhängige Strukturfunktionen weisen auf die Existenz von punktförmigen Streuzentren hin. Vergleicht man daher Formel (1.14) mit dem Resultat einer analogen Rechnung für die elastische Streuung eines Leptons an einem punktförmigen Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen der Masse m_j und der Ladung e_j (in Einheiten der Elementarladung e)

$$\frac{d^2\sigma^{1\gamma}}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2 e_j^2}{Q^4 E^2}\left[\left(cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2m_j^2} sin^2\frac{\theta}{2}\right)\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_j}\right)\right] , \tag{1.15}$$

so liegt es nahe, für diesen Prozeß

$$\begin{aligned} F_1^{el} &= m_j W_1^{el} = \frac{1}{2} e_j^2 \frac{Q^2}{2m_j}\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_j}\right) = \frac{1}{2} e_j^2 \frac{Q^2}{2m_j\nu}\delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_j\nu}\right) \\ &= \frac{1}{2} e_j^2 x' \delta\left(1 - x'\right) \end{aligned} \tag{1.16}$$

$$\begin{aligned} F_2^{el} &= \nu W_2^{el} = e_j^2 \nu \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_j}\right) \\ &= e_j^2 \delta\left(1 - x'\right) \end{aligned} \tag{1.17}$$

zu wählen. F_1^{el} und F_2^{el} sind in diesem Falle also Funktionen einer einzigen Variablen x' (x' ist analog x definiert, allerdings mit der Masse m_j statt der Nukleonmasse).
Dies führte zur Entwicklung des *Partonmodells* [BJO69b], das eine anschauliche Deutung der tief inelastischen Streuung und der Skaleninvarianz liefert. In diesem Modell nimmt man an, daß das Nukleon aus punktförmigen Bestandteilen mit Spin $\frac{1}{2}$ und der Ladung $e_i e$ – den Partonen – aufgebaut ist. Bei großen Impulsüberträgen Q^2 und Energieüberträgen ν (also bei kurzer Wellenlänge $\lambda \propto 1/\sqrt{Q^2}$ des ausgetauschten virtuellen Photons und kurzer Zeitdauer der Wechselwirkung $\tau \propto 1/\nu$), erfolgt eine inkohärente Streuung an den einzelnen Partonen. Da die gemessenen Strukturfunktionen glatte Funktionen von x sind, müssen viele Partonen an der Streuung beteiligt sein. Zur Beschreibung der Kinematik wählt man ein Bezugssystem aus, in dem der Impuls des Nukleons sehr groß ist. Das Nukleon besteht dann aus einem Strom parallel fliegender Partonen, deren Masse und Transversalimpulse vernachlässigt werden können (*Breit-System*). Die Streuung des virtuellen Photons erfolgt an einem dieser Partonen, wobei die restlichen Partonen unbeeinflußt bleiben.

Bezeichnet man die Wahrscheinlichkeit, ein Parton j mit dem Impulsbruchteil ξ des Protonimpulses P zu finden, mit $f_j(\xi)$, so erhält man für die Strukturfunktionen im *Bjørken-Limit* ($Q^2 \to \infty$, $\nu \to \infty$, x fest):

$$F_1(x) \overset{Q^2\to\infty}{\underset{\nu\to\infty}{=}} \frac{1}{2}\sum_j e_j^2 f_j(x) , \tag{1.18}$$

$$F_2(x) \overset{Q^2\to\infty}{\underset{\nu\to\infty}{=}} x\sum_j e_j^2 f_j(x) . \tag{1.19}$$

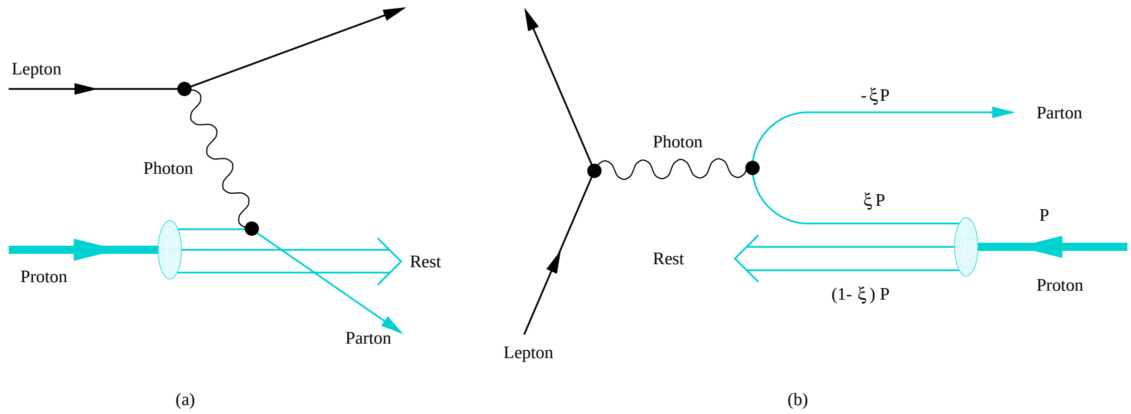

Abb. 1.2: Tief inelastische Lepton-Nukleon-Streuung im Partonmodell:
(a) allgemein, (b) im Breit-System

In diesem Fall bleibt nur eine unabhängige Strukturfunktion übrig:

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \;, \tag{1.20}$$

was als *Callan-Gross-Beziehung* [CAL69] bekannt ist.

Die Lepton-Nukleon-Streuung läßt sich auch auf andere Weise interpretieren:
Der hadronische Tensor steht über das optische Theorem in Relation zu dem Absorptionsquerschnitt für Vorwärtsstreuung von virtuellen Photonen an Nukleonen. Bezeichnet man den totalen Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption eines transversal (longitudinal) polarisierten virtuellen Photons durch ein unpolarisiertes Nukleon mit $\sigma_T^{\gamma N}$ ($\sigma_L^{\gamma N}$), so kann man den Ein-Photon-Wirkungsquerschnitt auch schreiben als:

$$\frac{d^2\sigma^{1\gamma}}{dx dQ^2} = \Gamma_T \left(\sigma_T^{\gamma N} + \epsilon \sigma_L^{\gamma N}\right) \;. \tag{1.21}$$

Dabei ist ϵ das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonenfluß, welches durch den leptonischen Tensor bestimmt wird:

$$\epsilon = \frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = \frac{1-y}{1-y+y^2/2} \;. \tag{1.22}$$

Definiert man

$$R(x,Q^2) = \frac{\sigma_L^{\gamma N}}{\sigma_T^{\gamma N}} \tag{1.23}$$

$$= \frac{\left(1+\frac{4M^2x^2}{Q^2}\right) F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)} \;, \tag{1.24}$$

dann läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung im Ein-Photon-Austausch schreiben als

$$\frac{d^2\sigma^{1\gamma}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \frac{y^2 + \frac{Q^2}{E^2}}{2\left(1+R(x,Q^2)\right)}\right] F_2(x,Q^2) \;. \tag{1.25}$$

Man sieht, daß aus der Callan-Gross-Beziehung $R = 0$ folgt, d.h. nur transversal polarisierte Photonen werden vom unpolarisierten Nukleon absorbiert. Für große Q^2 wird dieses Resultat experimentell bestätigt [WHI90].

Integriert man jedoch die Impulsverteilungen der an der inelastischen Streuung teilnehmenden Partonen auf

$$I = \int_0^1 F_2(x)\,dx = \int_0^1 \sum_j e_j^2 f_j(x)\,x dx\,, \tag{1.26}$$

so findet man experimentell, daß nur ungefähr die Hälfte des Nukleonimpulses von ihnen getragen wird [SLO88]. Es muß also weitere Partonen des Nukleons geben, die jedoch weder Fermionen sind noch elektromagnetisch oder schwach wechselwirken. Im Rahmen eines verbesserten Quark-Partonmodells, das die Quantenchromodynamik (Theorie der starken Wechselwirkung) mit einschließt, werden diese zusätzlichen Partonen mit den *Gluonen*, den Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, identifiziert und die fermionischen Partonen mit den *Quarks*. In diesem Modell wird auch die *Skalenverletzung* von F_2 erklärt, eine schwache Abhängigkeit von Q^2, die bei genaueren Strukturfunktionsmessungen entdeckt wurden.

1.4 Strahlungskorrekturen

Der experimentell gemessene Wirkungsquerschnitt der tief inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung beinhaltet neben dem Ein-Photon-Austausch auch Beiträge elektromagnetischer Prozesse höherer Ordnung. Die Feynman-Graphen für einige der wichtigsten Prozesse, die zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragen, sind in Abbildung 1.3 gezeigt. Die Abstrahlung reeller Bremsstrahlungsphotonen von der einlaufenden oder auslaufenden Leptonen-Linie lassen den Impulsübertrag größer erscheinen als er in Wirklichkeit auftrat. Die weiteren Prozesse ändern zwar den Wirkungsquerschnitt, nicht aber die Kinematik. Dies sind Vertexkorrekturen von leptonischem und hadronischem Vertex durch weitere Photonenschleifen, Bremsstrahlung vom hadronischen Vertex, der Austausch von Z^0 Bosonen sowie Vakuumpolarisation durch spontane Fluktuation des virtuellen Photons in ein Lepton-Antilepton- oder Quark-Antiquark-Paar. Ob ein Strahlungsprozeß auftrat oder nicht, kann experimentell durch die Messung der Observablen des gestreuten Leptons alleine nicht entschieden werden. Die Beiträge aller Prozesse werden daher durch die Berechnung eines Faktors auf statistischer Basis berücksichtigt:

$$\eta(x, y, E) = \frac{d^2\sigma_{tot}}{d^2\sigma_{1\gamma}}\,. \tag{1.27}$$

Zur Berechnung des Korrekturfaktors wurde das Programm TERAD eingesetzt. Die Strahlungskorrekturen werden darin nach der Methode von Akhundov, Bardin und Shumeiko [AKH77] bestimmt. Bei gegebener Kinematik wird über alle kinematisch erlaubten Prozesse integriert. Bei großen relativen Energieüberträgen y wird sowohl das Integrationsgebiet als auch die Korrektur und ihre Unsicherheit groß (Abbildung 1.4). In die Analyse werden so nur Ereignisse eingeschlossen, bei denen der rekonstruierte relative Energieübertrag die Bedingung $y \leq 0.85$ erfüllt. Eine ausführlichere Darstellung und Diskussion der Strahlungskorrekturen findet sich in [BRU93].

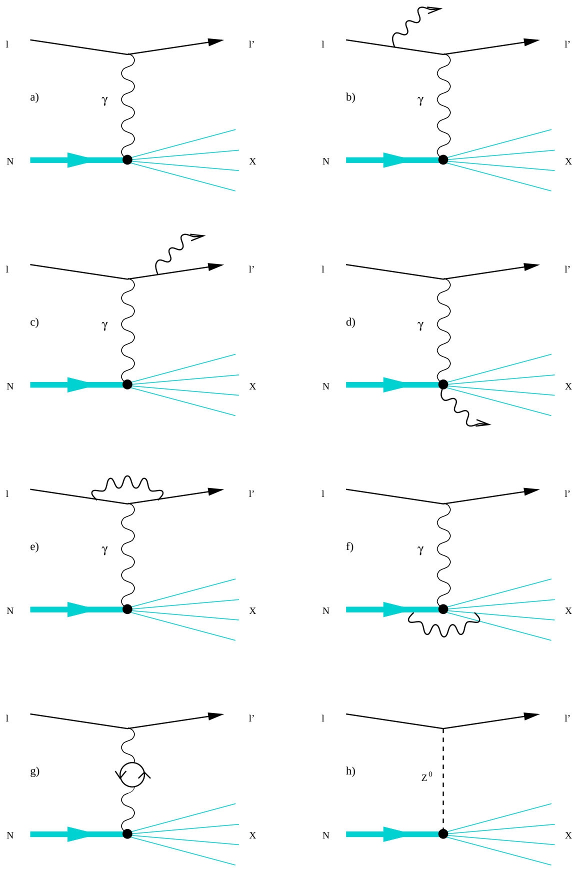

Abb. 1.3: Feynman-Diagramme für den Beitrag niedrigster Ordnung zur elektromagnetischen Lepton-Nukleon-Streuung (a) und die wichtigsten Beiträge zum totalen Wirkungsquerschnitt: reelles Bremsstrahlungsphoton von einlaufendem (b) und auslaufendem (c) Lepton sowie vom hadronischen Endzustand (d), Vertexkorrekturen für leptonischen (e) und hadronischen (f) Vertex, Vakuum-Polarisation mit Quark/Lepton-Schleife (g) sowie Z^0 Austausch (h)

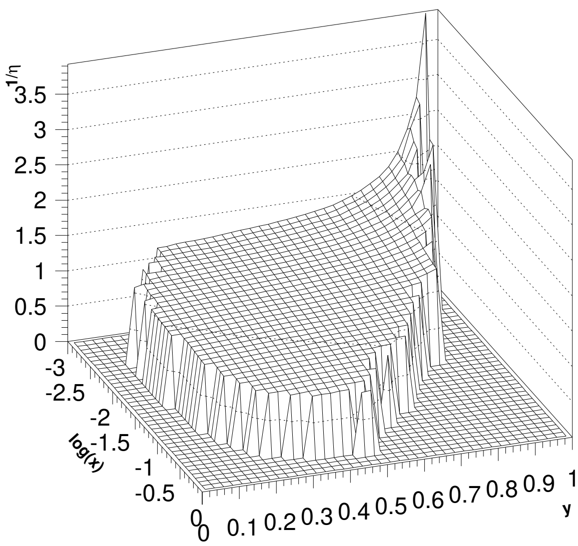

Abb. 1.4: Der Strahlungskorrekturfaktor $1/\eta(x, y)$ im Bereich der HERMES Kinematik

2 Der HERMES-Detektor

Für die bei HERMES vorgesehenen Messungen wurde ein Detektor entwickelt und gebaut, der die gestreuten Positronen und einen Großteil des hadronischen Endzustandes in einem weiten kinematischen Bereich mit guter Winkel- und Impulsauflösung nachweisen kann ([HER93], [DÜR95]). Da der Detektor für den Betrieb in einem Speicherring ausgelegt ist, wurde er in zwei symmetrischen Hälften konzipiert. Diese sind ober- und unterhalb der beiden Strahlrohre des Beschleunigers installiert.
Der HERMES-Detektor wurde in den HERA-Speicherring eingebaut, in dem transversale Polarisationen des Elektronen-/Positronenstrahls von bis zu 70% aufgrund des Sokolov-Ternov-Effekts [SOK64] erreicht werden können [OEL95]. Die durchschnittliche Strahlpolarisation lag 1995 bei 55%. Die für die polarisierten Messungen von HERMES nötige longitudinale Polarisation wurde durch den Einbau zusätzlicher Spinrotatoren erreicht (Abbildung 2.1).

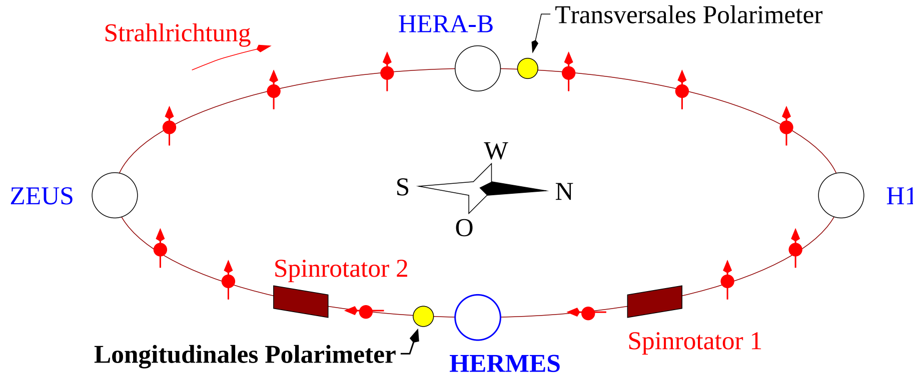

Abb. 2.1: Schematische Ansicht des Positronenringes bei HERA, die Pfeile symbolisieren die Polarisationsrichtung des Strahls

Im folgenden soll kurz auf die Detektorteile eingegangen werden, die im Rahmen dieser Analysearbeit eine Rolle spielen.

2.1 Das Target

Wie in Abschnitt 1.2 erläutert, reicht eine Polarisation der Positronen alleine nicht aus, um die Spinstruktur der Nukleonen zu messen. Da es zur Zeit technisch noch nicht möglich ist, polarisierte Protonen in einem Speicherring zu erzeugen, kommt bei HERMES zum ersten Mal ein polarisiertes Gastarget in einem Speicherring zum Einsatz. Die Hauptvorteile eines Gastargets liegen in der hohen erreichbaren Polarisation, dem geringen Anteil von nichtpolarisierten Atomen, der Reduktion von systematischen Fehlern aufgrund der Möglichkeit einer schnellen Polarisationsumkehr und hohen Luminositäten trotz geringer Dichten.
1995 bestand das Target aus einer Quelle für polarisierte ^{3}He-Atome und einer Speicherzelle. Die Heliumquelle ist in der Lage, durch optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Licht Atome aus einem metastabilen Zustand (2^3S_1) in den Zustand 2^3P_0 anzuregen. Die Abregung erfolgt durch Photonemission in den 2^3S_1-Zustand, der aufgrund der Drehimpulserhaltung polarisiert ist. Durch Metastabilitätsaustauschstöße wird die Polarisation in den Grundzustand übertragen. Die Besetzung des metastabilen Zustandes wird durch elektrische Entladungen in der Pumpzelle erreicht.

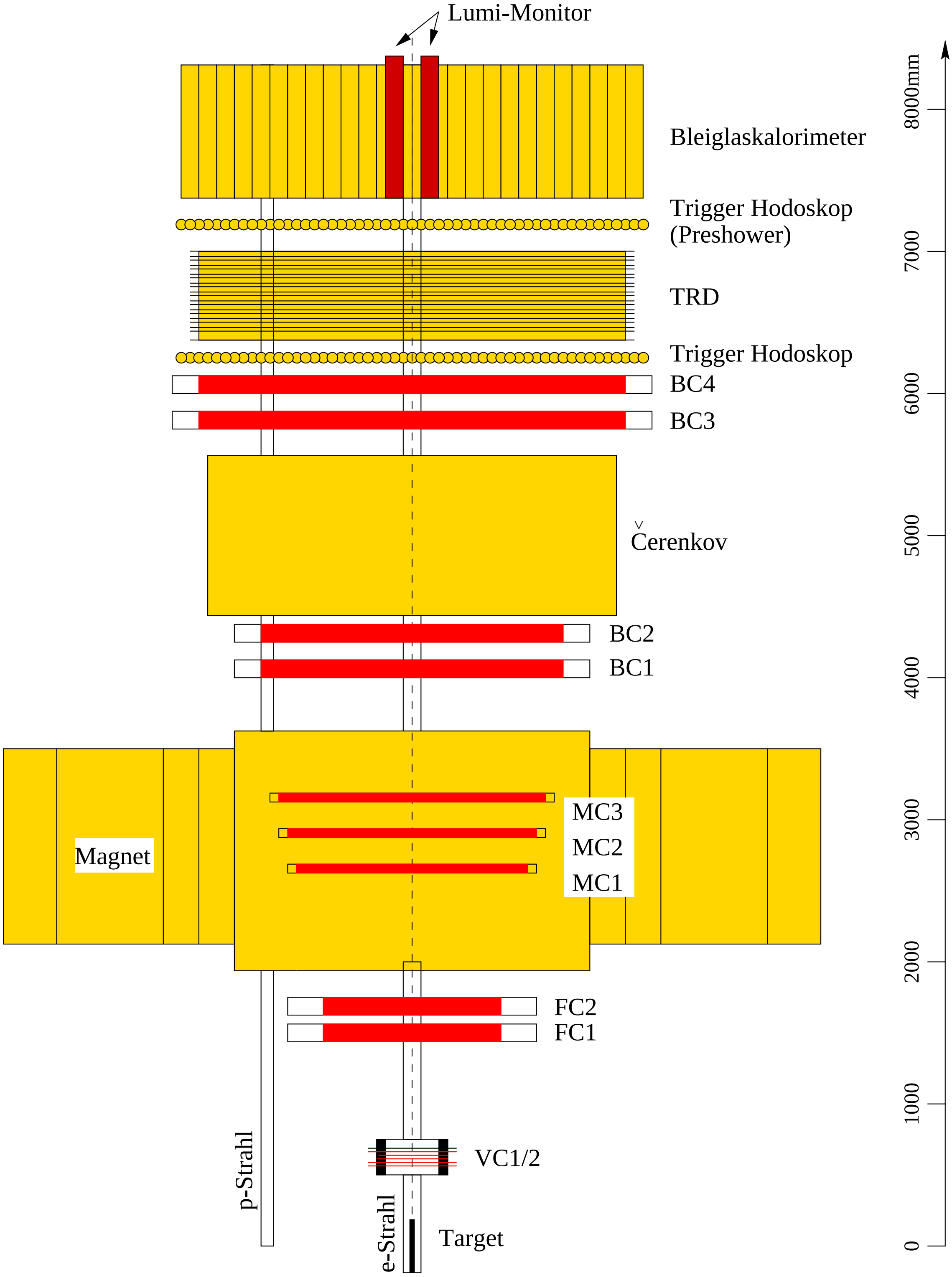

Abb. 2.2: Schematische Draufsicht des HERMES-Spektrometers

Die typische Polarisation betrug 1995 50%. Sie kann aus dem Verhältnis von links- und rechtszirkular polarisiertem Licht des Übergangs von 2^3P_0 nach 2^3S_1 in der Pumpzelle gemessen werden. Eine Messung der Polarisation kann auch direkt in der Speicherzelle erfolgen, da durch Coulomb-Wechselwirkung mit dem Positronenstrahl angeregte Hüllenelektronen der Targetatome Photonen emittieren. Der Nachweis der Intensität und Polarisation dieser Strahlung mit dem TOM (Target Optical Monitor) erlaubt sowohl eine Luminositätsmessung als auch die Bestimmung der Target-Polarisation. Trotz der hohen

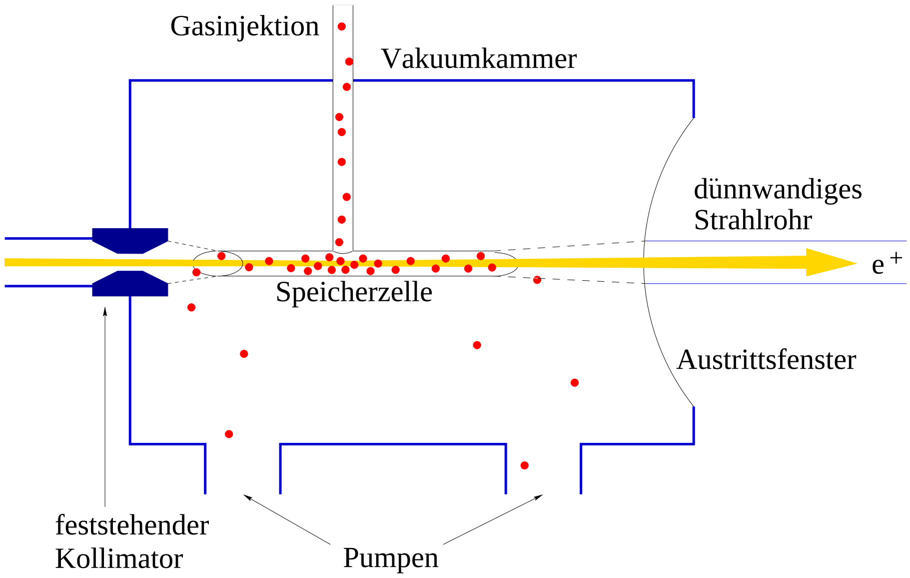

Abb. 2.3: Schematische Seitenansicht der Targetkammer

erreichbaren Intensität von $2 \cdot 10^{17}\,\frac{\text{Atome}}{\text{sec}}$ werden die Gasatome in einer Speicherzelle (siehe Abb. 2.3) zur Erhöhung der Targetdichte eingeschlossen. Diese besteht aus einem elliptischen Aluminium-Röhrchen ($10 \times 30 \times 400$ mm^3 bei einer Wandstärke von weniger als 0.1 mm). Die Targetatome verlassen erst nach mehreren hundert Wandstößen die Zelle und werden dort von den Vakuumpumpen des Rings abgesaugt. Die Zahl der Atome pro Targetfläche kann so um ein Vielfaches erhöht werden. Eine weitere Erhöhung der Targetdichte wird durch Kühlung der Zelle auf etwa 20 Kelvin und einer damit verbundenen Reduktion der mittleren Atomgeschwindigkeit erreicht. All diese Maßnahmen resultieren in einer triangularen Dichteverteilung innerhalb der Targetkammer. Die maximal erlaubte Targetdichte während der Datennahme ist jedoch durch ihren Einfluß auf die Lebensdauer des Positronenstrahls begrenzt.

2.2 Die Detektoren zur Bestimmung der Spurparameter

2.2.1 Der Magnet

Der Spektrometermagnet dient zur Ablenkung geladener Teilchen in Abhängigkeit von ihrem Impuls. Durch die Änderung der Steigung einer Teilchenspur vor und hinter dem Magneten kann der Impuls des Teilchens bestimmt werden. Um den Einfluß des Magneten auf Positronen- und Protonenring möglichst klein zu halten, sind diese in eine 110 mm starke Septumplatte aus Eisen eingeschlossen. Die Dicke dieser Platte limitiert die vertikale Winkelakzeptanz auf Winkel $\theta_Y > 40$ mrad. Abschirmplatten vor und hinter dem

Magneten reduzieren das Magnetfeld in den angrenzenden Driftkammern auf unter 0.1 T.

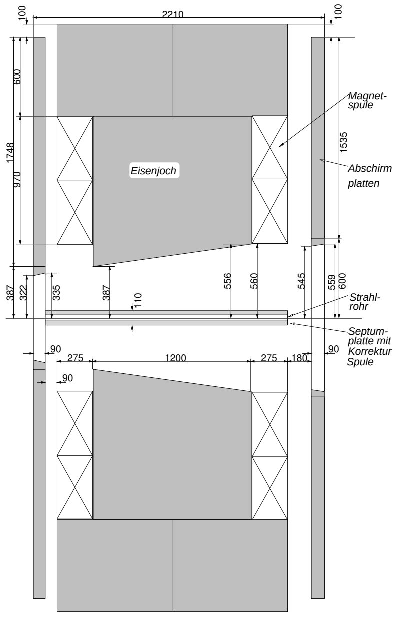

Abb. 2.4: Schematische Seitenansicht des Spektrometermagneten

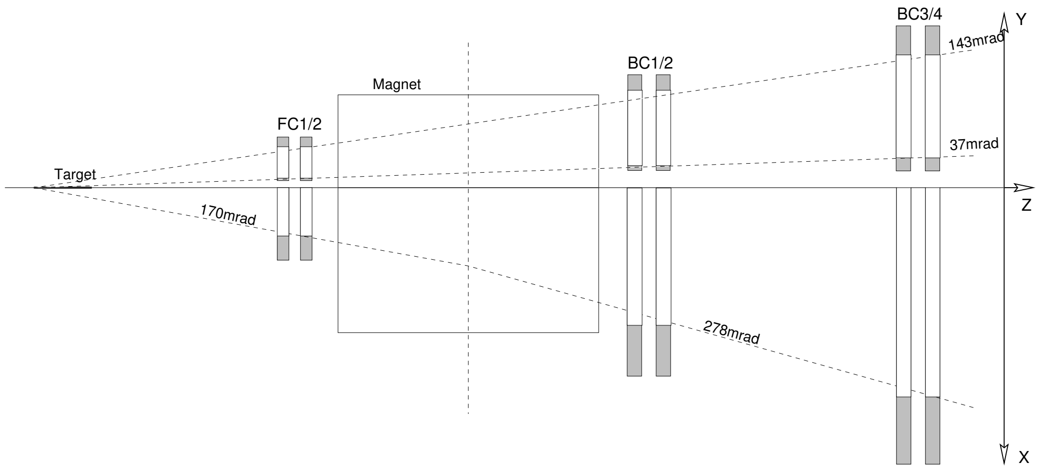

Abb. 2.5: Vertikale (oben) und horizontale (unten) Akzeptanz der Driftkammern

2.2.2 Die Driftkammern

Sowohl vor als auch hinter dem Magneten kommen mehrere Driftkammern zum Einsatz. Jedes der sechs Module (FC1, FC2 sowie BC1 bis BC4, siehe Abb. 2.2) besteht aus jeweils sieben Kathodenfolien, zwischen denen abwechselnd Potential- und Signaldrähte gespannt sind. Die dadurch definierten sechs Ebenen sind in drei Paare mit unterschiedlicher Drahtorientierung (u-, v- und x-Richtung, Abb. 2.6) unterteilt. Die Drähte in den Ebenen

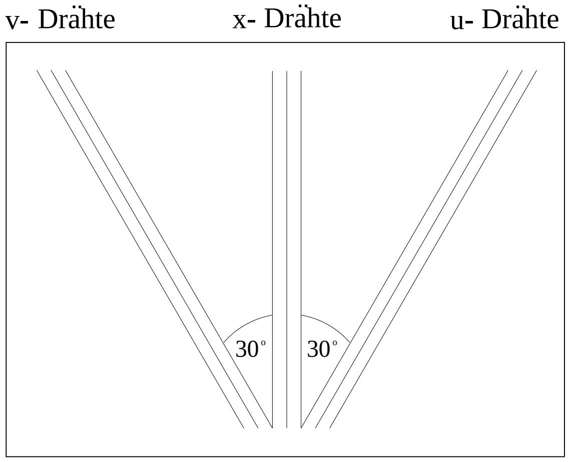

Abb. 2.6: Ausrichtung der Kammerdrähte

gleicher Orientierung sind zur Vermeidung von Mehrdeutigkeiten um den halben Drahtabstand versetzt. Der Potentialdrahtabstand beträgt in den vorderen Kammern 7 mm, in den hinteren 15 mm. Die einzelnen Drahtpositionen wurden mit einer Genauigkeit von 20 μm vermessen [GUT95].
Das Prinzip der Driftkammern beruht auf einer Zeitmessung: Ein durch die Kammer laufendes, geladenes Teilchen ionisiert das Füllgas ($Ar/CO_2/CF_4$ im Verhältnis 90 : 5 : 5). Durch die Potentialdrähte bewegt sich die entstehende Elektronenkaskade mit nahezu konstanter Geschwindigkeit auf die Signaldrähte zu. Die Zeitmessung beginnt beim Auftreffen eines Signals am Draht und endet für alle Kammern zu einem um die Triggerauslösung konstant versetzten Zeitpunkt. Aus der so bestimmten Driftzeit kann mit Hilfe der kammerspezifischen Orts-Driftzeit-Relation der Abstand des Signaldrahtes vom Entstehungspunkt der Ionisation berechnet werden. Die typischen Kammerauflösungen lagen bei 350 – 400 μm (siehe Abschnitt 4.3.1).

2.3 Die Detektoren zur Teilchenidentifikation

Wesentlich für das HERMES-Experiment ist eine gute Elektron-Hadron-Separation, darüber hinaus erfordern die semi-inklusiven Messungen eine Identifikation der verschiedenen Hadronen. Dazu kommen im HERMES-Spektrometer vier verschiedene Detektortypen zum Einsatz. Einzelheiten zu den Signalen der verschiedenen Detektoren und die daraus resultierenden Separationsmöglichkeiten finden sich in den Abschnitten 3.2 und 4.3.2.

2.3.1 Der Čerenkovzähler

Čerenkov-Strahlung wird emittiert, wenn geladene Teilchen ein Medium mit einer Geschwindigkeit durchqueren, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist ($\beta_{Grenz} = n^{-1}$ mit n Brechungsindex). Die unterschiedlichen Teilchenmassen erlauben somit innerhalb bestimmter Impulsintervalle eine Teilchenunterscheidung anhand unterschiedlicher β-Faktoren.
Jede Detektorhälfte besteht aus 2×10 nebeneinanderliegenden Spiegeln, die Licht in ebensoviele korrespondierende Photomultiplier reflektieren (siehe Abb. 2.7). Durch Wahl verschiedener Füllgase bzw. Füllgasmischungen kann der Schwellenwert für die Emission

von Čerenkovlicht verändert werden. 1995 wurde der HERMES-Čerenkovdetektor mit Stickstoff betrieben. Tabelle 2.1 zeigt die zugehörigen Impulsgrenzen.

Teilchen	Schwellenwert
Elektronen	$P \cong 20 - 30$ MeV
Pionen	$P \cong 5.75$ GeV
Kaonen	$P \cong 19$ GeV
Protonen	$P \cong 38$ GeV

Tab. 2.1: Schwellenwerte für die Emission von Čerenkovlicht

1996 soll der Čerenkovzähler jedoch mit einer deutlich geringeren Schwelle betrieben werden und damit weniger zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen beitragen als vielmehr eine Separation der verschiedenen Hadronen für semi-inklusive Messungen erlauben.

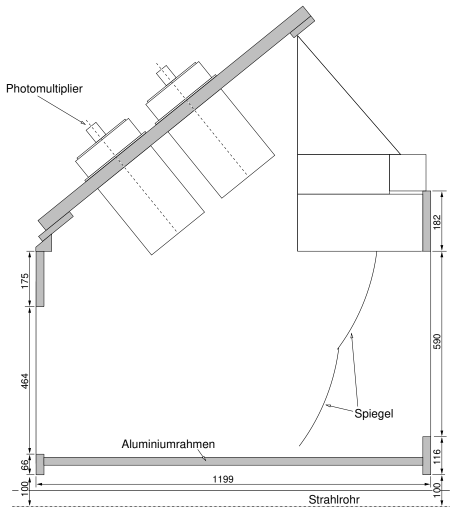

Abb. 2.7: Schematische Seitenansicht des oberen Čerenkovzählers

2.3.2 Der Übergangsstrahlungsdetektor

Der Übergangsstrahlungsdetektor nutzt den Unterschied im γ-Faktor zwischen Elektronen und Hadronen zur Teilchenseparation aus (oberhalb von 3 GeV ist $\gamma > 5000$ für Elektronen, während für Hadronen $\gamma < 250$ gilt). Hochrelativistische Teilchen ($\gamma > 1000$) verursachen beim Durchgang durch eine dielektrische Grenzschicht Übergangsstrahlung mit einer typischen Energie von $2 - 15$ keV pro erzeugtem Photon.
Ein Modul des HERMES-Übergangsstrahlungsdetektor besteht aus einem 6.5 cm starken Radiator mit $17 - 20$ μm dicken Polyproylenfasern, an deren Grenzfläche die Übergangsstrahlung entsteht, und einer Drahtkammer. Diese ist mit einem Gasgemisch von Xe (90%) und CH_4 (10%) gefüllt und auf den Nachweis von niederenergetischen Photonen optimiert (Röntgendetektor). Durch sechs aufeinanderfolgende Module wird im gesamten Energiebereich von HERMES ein Separationsfaktor besser als 100:1 erreicht [EME95].

1995 wurde der Übergangsstrahlungsdetektor mit zwei verschiedenen Auslese-Schemata betrieben. Zu Beginn wurde basierend auf einem Signal des Bleiglaskalorimeters nur die obere oder die untere Hälfte des Detektors ausgelesen. Man nimmt dabei an, daß der größte Energiedeposit im Kalorimeter durch das tief inelastisch gestreute Positron erzeugt wurde. Dies ermöglicht eine bessere elektronische Leistung des Detektors. Später wurden dann für alle Ereignisse immer beide Detektorhälften ausgelesen.

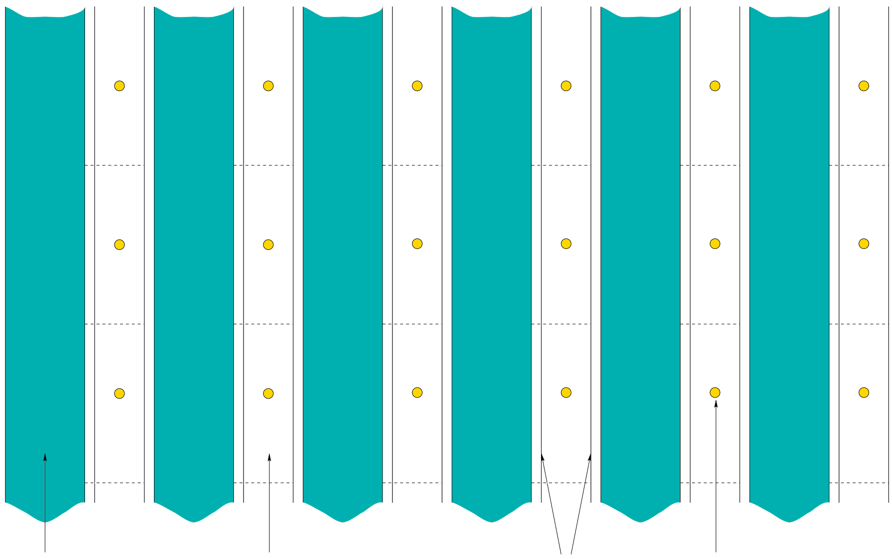

Abb. 2.8: Schnitt in der x-z-Ebene durch den Übergangsstrahlungsdetektor

2.3.3 Das Bleiglaskalorimeter

Die beiden Kalorimeterhälften bestehen aus 42×10 Bleiglas-Blöcken von 50 cm Länge. Jeder Block hat eine Querschnittsfläche von 9×9 cm und wird von einem eigenen Photomultiplier ausgelesen. Die Materialmenge (die Tiefe entspricht 18 Strahlungslängen) ermöglicht eine Energieauflösung für elektromagnetische Schauer von [DÜR95]

$$\frac{\Delta E}{E} = 1.47\% + \frac{5.14\%}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} \ . \tag{2.1}$$

Da die nukleare Absorptionslänge um ein Vielfaches größer ist als die Strahlungslänge, deponieren Hadronen nur einen geringen Bruchteil ihrer Energie im Kalorimeter. Ein Vergleich von Impuls und Energie kann bei einer gefunden Teilchenspur somit zur Elektron-Hadron-Separation verwendet werden.

2.3.4 Die Hodoskope

Zwei Szintillator-Hodoskope, vor und hinter dem Übergangsstrahlungsdetektor installiert, werden zusammen mit dem Bleiglaskalorimeter für den First-Level-Trigger benutzt. Die Größe der Szintillatoren entspricht mit $9 \times 91 \times 1$ cm^3 der Granularität der Bleiglaskalorimeterspalten. Vor dem zweiten Hodoskop (Preshower) ist eine 11 mm dicke Bleischicht montiert. Während Hadronen diese Schicht nahezu ohne Wechselwirkung durchqueren und daher im Szintillator nur das Signal eines minimal-ionisierenden Teilchens liefern, schauern Elektronen und Photonen in der Bleischicht auf und liefern ein zu ihrer Energie proportionales Signal.

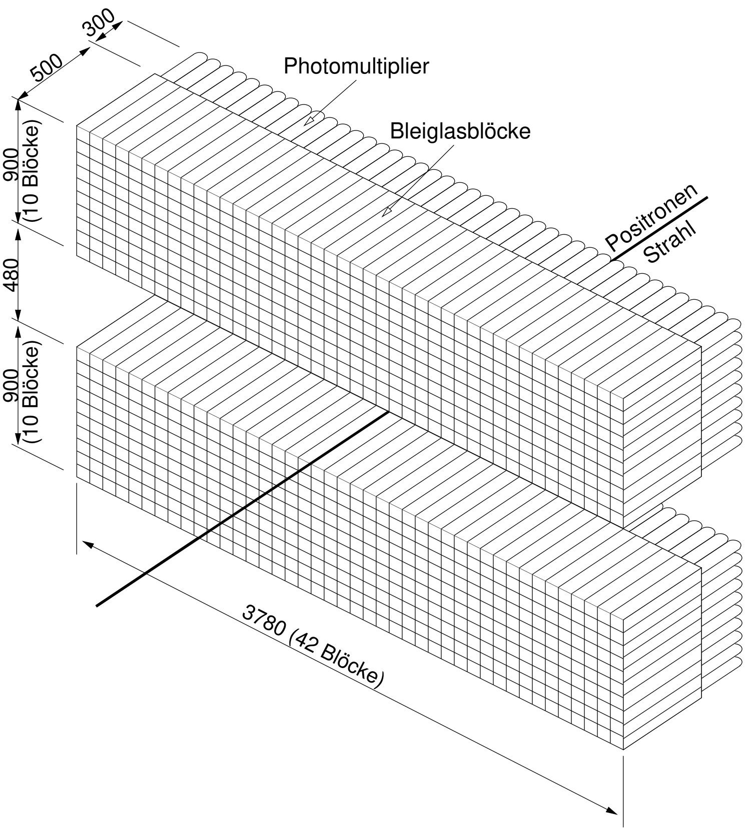

Abb. 2.9: Schematische Zeichnung des Kalorimeters

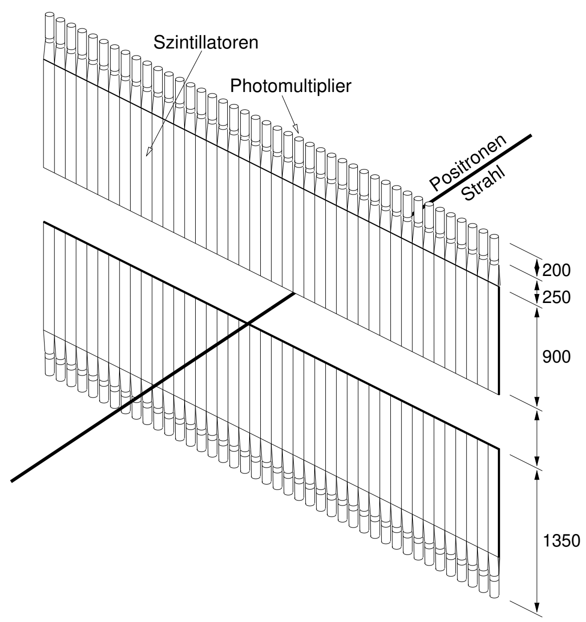

Abb. 2.10: Schematische Zeichnung einer Hodoskopebene

2.4 Der Luminositätsmonitor

Prinzipiell kann die Luminosität aus dem Produkt von Targetdichte, Positronenstromstärke und dem Meßzeitintervall bestimmt werden. Um jedoch eine höhere Genauigkeit zu erreichen, wird ein Luminositätsmonitor benutzt. Für die meisten der polarisierten und semi-inklusiven Asymmetrie-Messungen wird nur die relative Luminosität zweier Zustände benötigt, weshalb eine genaue Kenntnis der Akzeptanz des Luminositätsmonitors sowie eine absolute Kalibration im Prinzip nicht erforderlich ist. (Dies gilt streng nur in erster Näherung, da zur Elimination von Untergrundprozessen die absolute Luminosität benötigt wird.) Für die Messung von absoluten Strukturfunktionen hingegen ist eine präzise Bestimmung der Luminosität unerläßlich.

Der Luminositätsmonitor besteht aus zwei Kalorimetern, die 7 m strahlabwärts des Targets links und rechts des Strahlrohres in geringem Abstand zu diesem installiert sind (siehe Abbildung 2.11). Aufgrund der Nähe zum Strahlrohr und der damit verbundenen hohen Strahlung bestehen die Kalorimeter aus strahlungsresistentem $NaBi(WO_4)_2$ Kristall.

Damit können in einer Koinzidenzmessung Elektron-Positron- und Photon-Paare nachgewiesen werden, die durch Bhabha-Streuung bzw. Annihilation der Strahlpositronen mit den Hüllenelektronen der Targetatome entstehen. Da diese Prozesse und ihre Strahlungskorrekturen theoretisch sehr gut verstanden sind, kann durch die Messung dieser Wirkungsquerschnitte auf die Luminosität zurückgerechnet werden [BEN95].

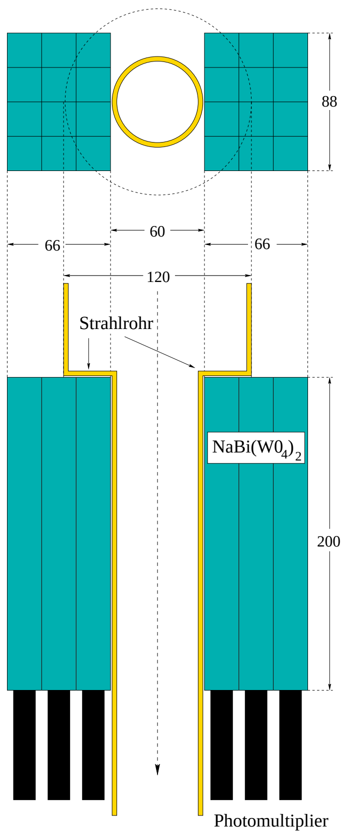

Abb. 2.11: Drauf- und Seitenansicht des Luminositätsmonitors

2.5 Der Trigger

Der Trigger soll die physikalisch interessanten und relevanten Prozesse auswählen und dadurch die aufzuzeichnende Datenmenge reduzieren. Während der Datennahme 1995 war nur ein First-Level-Trigger implementiert, der die Auslese aus der Detektorelektronik steuert. Dieser muß innerhalb einiger weniger hundert Nanosekunden bestimmt werden können und äußerst zuverlässig sein. Da Ineffizienzen nicht in der Offline-Analyse behoben werden können, werden nur Detektoren mit nahezu 100%-iger Effizienz zur Triggerbildung verwendet: die beiden Hodoskope zusammen mit dem Bleiglaskalorimeter.
Um tief inelastische Ereignisse zu detektieren, bei denen das gestreute Positron innerhalb der Akzeptanz des Spektrometers liegt, wurden folgende Bedingungen aufgestellt:

- Die Summe der Signale in zwei benachbarten Spalten der Kalorimeterblöcke muß oberhalb des Signals für einen elektromagnetischen Schauer mit 3.5 GeV Energie liegen. Positronen unterhalb dieser Schwelle sind für absolute Strukturfunktionen nicht von Interesse, da bei diesen zu große Strahlungskorrekturen angebracht werden müßten.

- Im Preshower muß ein Signal größer als das eines minimal ionisierenden Teilchens registriert werden.

- Im Hodoskop H1 muß irgendein Teilchen detektiert worden sein.

- Alle obigen Bedingungen müssen in Koinzidenz mit dem Durchgang eines Positronen-Paketes am Wechselwirkungspunkt sein (Bunch-Crossing).

Die Triggerrate für tief inelastische Ereignisse innerhalb der Spektrometerakzeptanz liegt bei ca. 10 Hz, der Untergrund aufgrund zufälliger Trigger bei ca. 100 Hz. Das Datenaufnahmesystem ist dazu ausgelegt, Ereignisse mit einer Rate von bis zu 200 Hz aufzeichnen zu können.

3 Datenanalyse

3.1 Analysekette

Die während der Datennahme ausgelesenen Detektorsignale (*Rohdaten*) müssen zunächst in physikalisch verwertbare Größen umgewandelt werden. Die dazu notwendige Kette von Analyseprogrammen ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Die gesamte Software benutzt das *ADAMO-Entity-Relationship*-Modell [CER94] und seine Erweiterung DAD [WAN95] für Datenzugriff und Datenspeicherung. Der Dekoder (HDC) übernimmt die Anpassung der Rohdaten im EPIO-Format an das ADAMO-Format sowie erste Kalibrationen und Korrekturen. Zeitabhängige Kalibrations- und Geometrie-Daten werden dabei für jedes aufgezeichnete Ereignis aus den zuständigen DAD Datenbank-Servern gelesen. Die so prozessierten Daten werden von HRC, dem HERMES-Rekonstruktionsprogramm [WAN96], gelesen. Mittels eines Treesearch-Algorithmus werden Spuren gesucht, zugehörige Informationen der Teilchenidentifikationsdetektoren zugeordnet und weitere Kalibrationsverfahren auf Spurbasis durchgeführt. Das nächste Glied in der Kette ist ACE (Alignment, Calibration and Efficiency), ein Programm zur Berechnung von weiteren Detektoreffizienzen und Kalibrationskonstanten. Ergebnisse werden in den DAD-Servern abgelegt. Durch mehrere Iterationen werden die Kalibrationen stetig verbessert. Mit Hilfe eines Filterprogramms (HEXE) kann eine Vorauswahl von

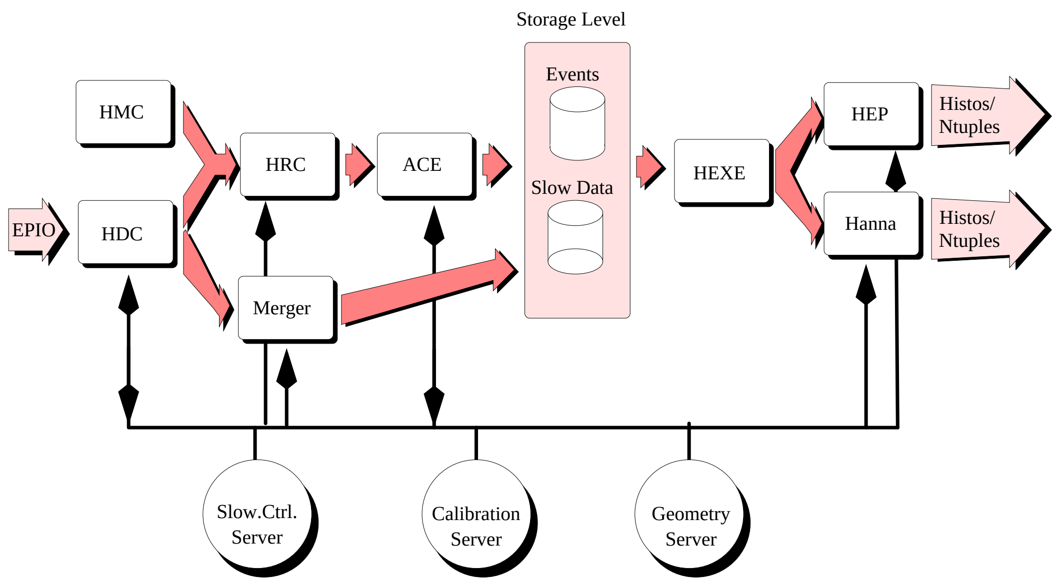

Abb. 3.1: Flußdiagramm der HERMES Analyseprogramme

bestimmten Ereignissen erfolgen, bevor die Daten an die – den einzelnen Analysethemen angepaßten – Benutzerprogramme weitergeleitet werden. Diese können auf den HERMES-Event-Prozessor HEP aufgebaut sein, der die Funktionalität von ADAMO, DAD und PAW vereint, oder HANNA [FUN96] benutzen, eine Analyse-Bibliothek zum synchronisierten Zugriff auf die gesamten, zur Analyse benötigten Slow-Control- und Kalibrationsdaten. Anstelle der HDC-Ausgabe kann das Rekonstruktionsprogramm auch simulierte Daten aus dem HERMES Monte Carlo Programm HMC verarbeiten.

3.2 Teilchenidentifikation

Wie bereits früher erwähnt, kommen bei HERMES vier verschiedene Detektoren in der Teilchenidentifikation zum Einsatz. Dies sind der Čerenkovzähler, das Bleiglaskalorimeter, der Preshower und der Übergangsstrahlungsdetektor. Für die folgende Analyse ist nur die Separation zwischen Elektronen und Hadronen von Bedeutung, eine spezielle Hadronidentifikation ist nicht erforderlich. Dazu wird für jede rekonstruierte Spur die Wahrscheinlichkeit berechnet, ob die in einem Detektor registrierten Signale mit den zu erwartenden Signalen eines Elektrons oder Hadrons dieses Impulses verträglich sind. Man erhält somit für jede Spur und jeden Detektor zwei Wahrscheinlichkeiten $\mathcal{L}_D^e$ und $\mathcal{L}_D^h$. Die Größe

$$\mathrm{PID}_3 = log_{10}\left(\frac{\mathcal{L}^e_{\check{C}her}\mathcal{L}^e_{Pres}\mathcal{L}^e_{Calo/P}}{\mathcal{L}^h_{\check{C}her}\mathcal{L}^h_{Pres}\mathcal{L}^h_{Calo/P}}\right) , \tag{3.1}$$

also das Verhältnis der Gesamtwahrscheinlichkeiten, daß die Spur von einem Elektron oder einem Hadron stammt, erlaubt bereits eine gute Separation von Elektronen und Hadronen (Abbildungen 3.2 und 3.3). Die Anwendung des dekadischen Logarithmus dient nur der Übersichtlichkeit der Darstellung. Ist die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron größer als die eines Hadrons, ergibt sich für PID_3 ein positiver Wert. Eine Spur kann also durch $\mathrm{PID}_3 > 0$ als Elektron eingestuft werden.

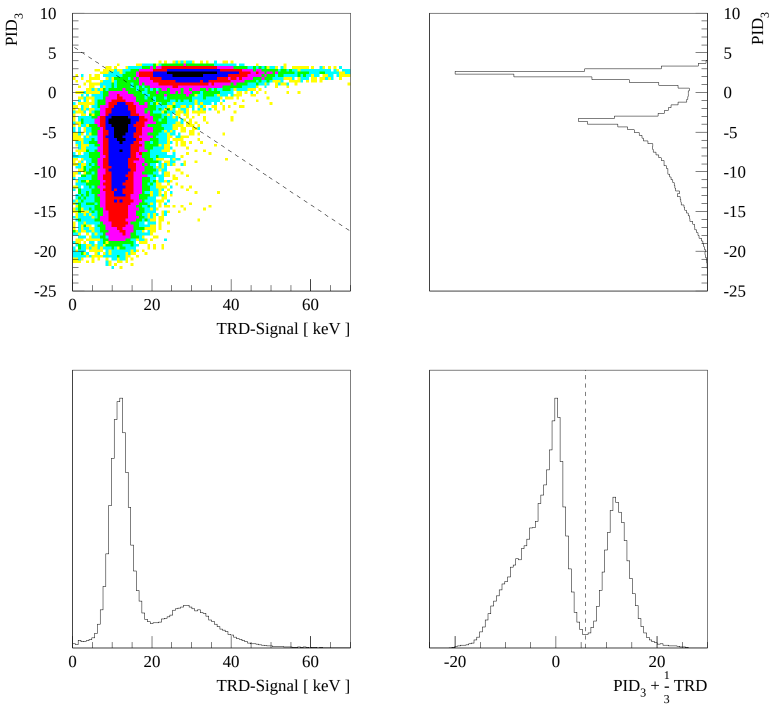

Abb. 3.2: Teilchenseparation: PID_3 in Abhängigkeit des TRD-Signals mit logarithmischer Grauskala der Dichteverteilung, sowie die Einzelspektren beider Größen und ihre Kombination

Der Übergangsstrahlungsdetektor wurde nicht mit in dieses Schema einbezogen, da der Detektor zu Beginn der Datennahme 1995 noch nicht stabil genug betrieben werden konnte. Für den Großteil der Daten war der Detektor jedoch verfügbar und das Signal des Übergangsstrahlungsdetektors wurde mit der oben genannten Größe kombiniert. Abbildung 3.2 zeigt PID_3 in Abhängigkeit des Signals vom Übergangsstrahlungsdetektor (TRD). In dieser zweidimensionalen Landschaft läßt sich sehr schön die Separation von Elektronen und Hadronen erkennen.
Ein Elektron wird durch die Bedingung

$$\mathrm{PID}_3 + \frac{1}{3}\mathrm{Puls}_{\mathrm{TRD}} > 5.85 \tag{3.2}$$

identifiziert; alle Spuren, die diese Bedingung nicht erfüllen, werden als Hadronen klassifiziert.
Monte Carlo Studien zeigen, daß mit diesem Identifikationsschema die Effizienz der Positronenidentifikation innerhalb der Kinematik der tief inelastischen Streuung für alle Teilchenimpulse unter Benutzung des Übergangsstrahlungsdetektors bei über 99% liegt, während die Kontamination an Hadronen unter 3% bleibt. Bei kleinen Teilchenimpulsen ist die Kontamination am größten, da der Hauptteil der Hadronen in diesem Energiebereich erzeugt und eine Misidentifikation somit wahrscheinlicher wird. Für größere Impulse dagegen wird die Kontamination verschwindend klein.

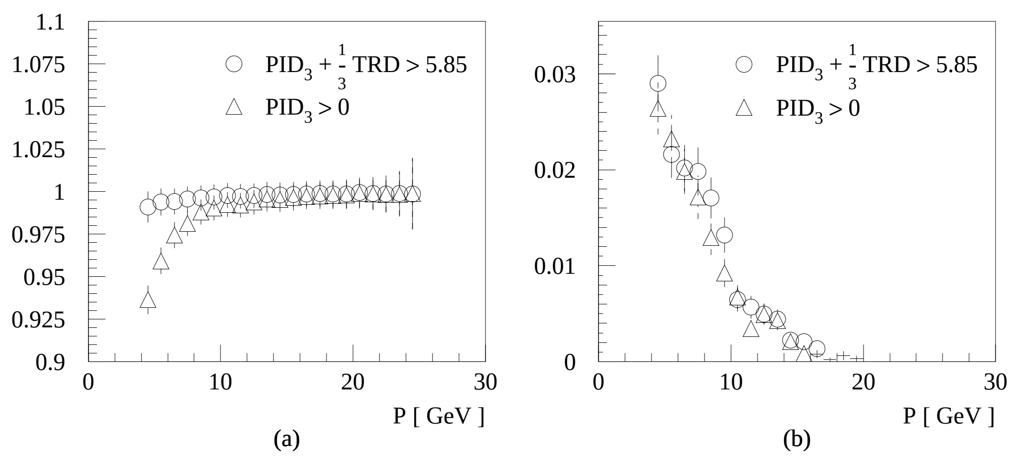

Abb. 3.3: Effizienz (a) und Kontamination (b) der Positronenidentifikation innerhalb der DIS-Kinematik als Funktion des Teilchenimpulses

3.3 Untergrund

Für die gewählte Extraktionsmethode der Strukturfunktion F_2 ist es wichtig, daß nur tief inelastisch gestreute Positronen (DIS-Positronen) zur Analyse herangezogen werden. Positronen aus der Fragmentation des Targetnukleons in den hadronischen Endzustand oder weiteren Prozessen wie elastischer Streuung und Photoproduktion sind kinematisch anders verteilt und verändern damit den rekonstruierten differentiellen Wirkungsquerschnitt. Das gleiche gilt für falsch identifizierte Teilchen.

Zur Elimination des Untergrundes aus nicht tief inelastisch gestreuten Ereignissen werden an die Kinematik eines rekonstruierten Positrons verschiedene Bedingungen geknüpft. Neben physikalischen Einschränkungen wie $0 \leq x, y \leq 1$ und $Q^2 \geq 0$ für einen inelastisch gestreuten Prozeß werden für die tief inelastische Streuung desweiteren $Q^2 \geq 0.5\,GeV^2$ und $W^2 \geq 4\,GeV^2$ gefordert. Da die assoziierte Wellenlänge des virtuellen Photons proportional zu $1/\sqrt{Q^2}$ ist, dient Q als Längenskala, auf der das Targetnukleon untersucht wird. Durch ein minimales Q^2 soll erreicht werden, daß nur ein einzelnes Nukleon, nicht aber der gesamte Targetkern durch das virtuelle Photon aufgelöst wird. Der Schnitt auf die invariante Masse des hadronischen Endzustandes W^2 stellt sicher, daß ein Nukleon wirklich aufgebrochen wurde und die übertragene Energie nicht nur zur Anregung des Targets führte. Der Einfluß von Resonanzeffekten auf die zu extrahierende Strukturfunktion wird damit ausgeschlossen.

Eine weitere Einschränkung der Kinematik erfolgt durch die Bedingung $y \leq 0.85$. Dieser Schnitt sei hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt. Er dient weniger zur Reduktion des Untergrundes als vielmehr zum Ausschluß des kinematischen Bereichs, in dem nicht tief inelastische Prozesse dominieren (siehe auch Abschnitt 1.4).

Unter der Annahme, daß nach all den oben genannten Einschränkungen der verbleibende Untergrund aufgrund falsch identifizierter Hadronen bei den Positronen deutlich größer ist als der Untergrund aus nicht tief inelastischen Prozessen, läßt sich eine einfache Methode zur Untergrundunterdrückung finden. Mit dieser Annahme sind alle rekonstruierten Elektronen eigentlich falsch identifizierte Hadronen und bilden damit ein Maß für die Kontamination der Positronen durch Hadronen. Aufgrund unterschiedlicher Flüsse für positive und negative Hadronen (Targetkern ist positiv geladen!) muß das Elektronenspektrum mit dem Verhältnis von positiven zu negativen Hadronen skaliert werden, bevor es für die Subtraktion der Hadronkontamination im Positronenspektrum herangezogen werden kann.

Die Abbildungen 3.4 und 3.5 illustrieren diese Methode am Beispiel des Impulsspektrums in der unteren Hälfte des Spektrometers.

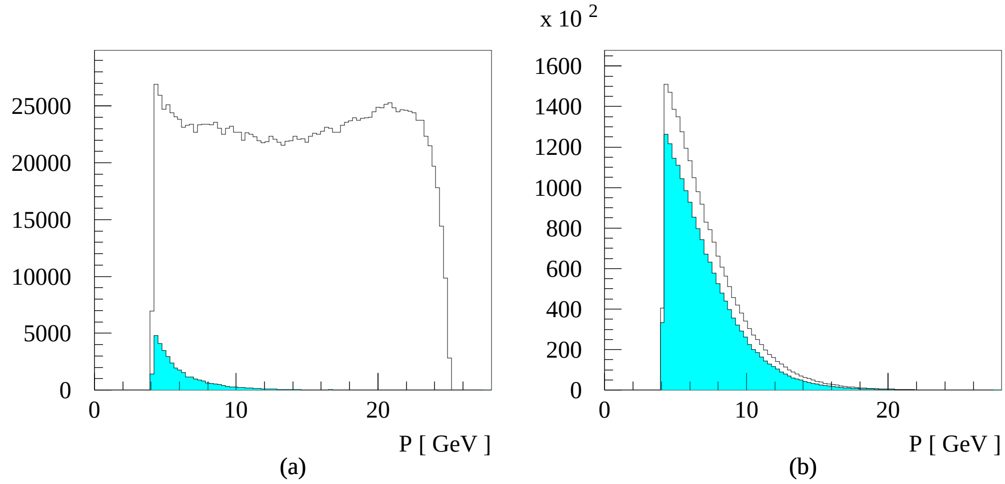

Abb. 3.4: Impulsspektren von Positronen und Elektronen (a) sowie Hadronen (b). Die Verteilungen der negativ geladenen Teilchen sind grau dargestellt.

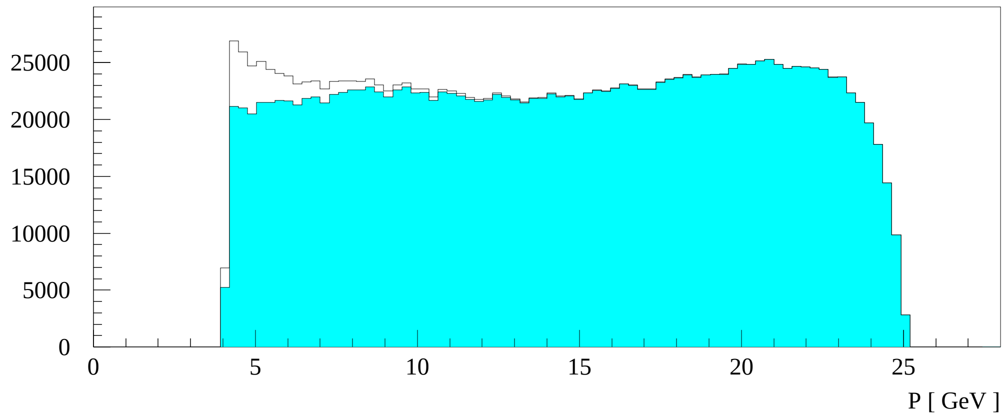

Abb. 3.5: Impulsspektrum der rekonstruierten Positronen vor und nach (grau) der Untergrundsubtraktion

3.4 Datenselektion

Durch das Datennahmesystem und den Betrieb des Experiments an einem Speicherring werden mehrere Zeiteinheiten eingeführt, auf denen eine Überprüfung der Qualität der aufgezeichneten Daten möglich ist. Die längste Einheit ist durch den HERA-Beschleuniger gegeben. Die Positronen im Speicherring haben durch Wechselwirkungen bei den Experimenten und mit Restgasatomen im Speicherring sowie durch nicht perfekte Strahloptik nur eine endliche Lebensdauer; die Zahl der im Ring gespeicherten Positronen nimmt stetig ab. Ist der Positronenstrom zu stark abgesunken, muß der Speicherring neu gefüllt werden, ein weiterer *Fill* beginnt. Die während eines typischerweise einige Stunden dauernden Fills anfallenden Daten sind enorm und werden daher in Pakete von ca. 10 Minuten Dauer zu *Runs* gruppiert, um die Datenverarbeitung und Datenspeicherung zu vereinfachen. Gespeichert wird die Auslese des gesamten Spektrometers zum Zeitpunkt eines erzeugten Triggers sowie zusätzliche Informationen zur Synchronisation mit Daten, die auf einer längeren Zeitskala aufgezeichnet werden. Diese Synchronisation geschieht in den Analysen mit einer Genauigkeit von einer Sekunde, eine schnellere Synchronisation (etwa 10 μsec) ist für Scaler-Ereignisse möglich. Diese beinhalten zum Beispiel Anzahlen von generierten und akzeptierten Triggern oder Koinzidenzen aus dem Luminositätsmonitor. Die Scaler werden alle 10 Sekunden ausgelesen und zurückgesetzt. Dieses Zeitintervall definiert einen *Burst*. Die Burstnummer diente bei der vorliegenden Analyse zur Synchronisation der Daten, da neben den physikalischen Ereignissen alle weiteren benötigten Daten nur auf dieser Zeitebene variabel sind.

Damit physikalische Verteilungen und Größen sinnvoll gemessen werden können, muß sichergestellt werden, daß der Detektor während der Datennahme einwandfrei funktionierte. Ist dies nicht gewährleistet, können schnell falsche Ergebnisse zustande kommen. Als einfaches Beispiel sei nur der Einfluß des Ausfalls eines Teils des Detektors auf Winkelverteilungen erwähnt. Im folgenden wird der Zustand der für die Analyse wichtigen Detektoren überprüft. Für die Normierung betrifft dies Verluste während der Datennahme aufgrund zu hoher Triggerraten, die Effizienzen der Driftkammern und den Luminositätsmonitor. Zudem müssen alle Detektoren untersucht werden, die in die Teilchenidentifikation eingehen.

Zur Extraktion der unpolarisierten Strukturfunktion F_2 werden die Ereignisse aus den beiden Spinzuständen des Targets summiert. Aufgrund der kleinen zu erwartenden Unterschiede durch die Spinstrukturfunktion g_1 wird nicht auf eine exakte Balance von Ereignissen aus beiden Zuständen geachtet. Somit entfällt eine Überprüfung der Polarisationen von Target und Positronenstrahl.

3.4.1 Totzeit des Datennahmesystems

Das Datennahmesystem kann pro Zeiteinheit nur eine begrenzte Anzahl von Ereignissen abspeichern. Um die Zahl der aufzuzeichnenden Ereignisse gering zu halten, werden nur Ereignisse beibehalten, die bestimmte Trigger-Bedingungen erfüllen (siehe Abschnitt 2.5). Liegt diese Zahl aufgrund ungünstiger Untergrundverhältnisse über der Kapazität des Datennahmesystems, wird ein Teil der Ereignisse verloren. Das Verhältnis von der Zahl der akzeptierten Trigger zur Zahl der generierten Trigger bestimmt die Totzeit des Systems. Da die Zahl der rekonstruierbaren Teilchenspuren beeinflußt wird, muß zur korrekten Normierung der Daten auf die Totzeit korrigiert werden. In der Analyse werden nur Bursts verwendet, in denen maximal 25% der generierten Trigger nicht akzeptiert werden konnten. Dies hält Korrekturfaktoren und die Wahrscheinlichkeit, unkorrelierte Treffer aufgrund hohen Untergrundes in den einzelnen Detektoren zu einer Spur zu kombinieren, klein.

3.4.2 Effizienz der Spurdetektoren

Die Effizienz der einzelnen Driftkammer-Ebenen beeinflußt die Wahrscheinlichkeit, mit der die Spur eines durch den Detektor gegangenen Teilchens rekonstruiert werden kann (für Details siehe [WAN96]). Für die Messung von absoluten Wirkungsquerschnitten und absoluten Strukturfunktionen, die als proportional zu der Zahl der rekonstruierten, tief inelastisch gestreuten Positronen angenommen wird, muß somit die Zahl der gefundenen Positronenspuren entsprechend dieser Wahrscheinlichkeit korrigiert werden.
Die Effizienzen der einzelnen Kammerebenen werden für jeden Burst mit dem Programm ACE berechnet. Dabei werden für jede rekonstruierte Spur anhand der Spurparameter die Durchgangspunkte durch die Kammerebenen bestimmt und mit dem aus der Drift-Zeit-Relation tatsächlichen "Trefferpunkt" verglichen. Die Zahl der Spuren, bei denen dieser Abstand geringer als ein vordefinierter Wert ist, der vom verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus abhängt, kann zur Berechnung der Effizienz dieser Ebene benutzt werden. Zur Vermeidung von systematischen Fehlern dürfen nur Spuren benutzt werden, die auch ohne einen Treffer in der zu untersuchenden Kammerebene hätten rekonstruiert werden können. Die maximale Zahl von Ebenen ohne Treffer, bei denen noch eine Spur rekonstruiert wird, wird aus der Optimierung von Rekonstruktionswahrscheinlichkeit einer Spur und der Wahrscheinlichkeit, unkorrelierte Treffer zu einer Spur zu kombinieren, bestimmt.

Bei der Berechnung der Effizienzen läßt sich eine Abhängigkeit von der Zahl der zur Berechnung herangezogenen Spuren erkennen. Sind nur wenige Spuren in einem Burst benutzbar, wird die Bestimmung der Effizienz sehr ungenau, da jede zusätzliche "gute"

Spur eine große Änderung der Effizienz bewirkt. Alle Bursts, bei denen nicht mindestens 25 Spuren der Effizienzbestimmung zugrunde gelegt werden konnten, wurden als nicht benutzbar markiert und von der Analyse ausgeschlossen (Abbildung 3.6). Um den Korrekturfaktor nicht zu groß werden zu lassen, werden desweiteren nur Bursts in die Analyse eingeschlossen, bei denen die Effizienz aller Kammerebenen oberhalb von 70% liegt. Zusätzlich wird aus den Kammereffizienzen die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit berechnet und der resultierende Korrekturfaktor auf 1.25 begrenzt (Abbildung 3.7). Die

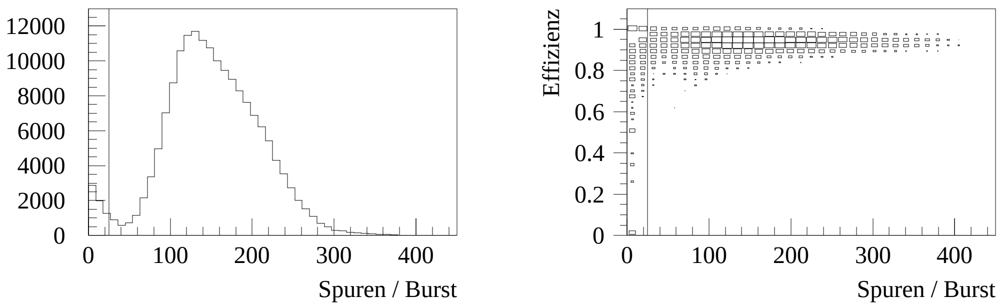

Abb. 3.6: Effizienzen der Spurdetektoren:
Zahl der zur Effizienzberechnung pro Burst verwendeten Spuren und die Abhängigkeit der Effizienz von dieser Größe

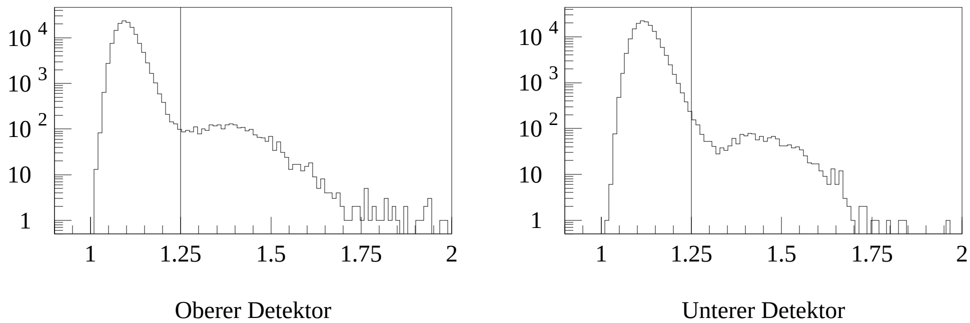

Abb. 3.7: Korrekturfaktor für die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit einer Spur aufgrund von Driftkammerineffizienzen

Abbildungen 3.8 und 3.9 zeigen die über einen Run gemittelten Effizienzen in jeweils einer Ebene der vorderen und hinteren Driftkammern. Gegen Ende der Datennahme konnte die Effizienz in den hinteren Driftkammern durch die Erhöhung der Hochspannungsversorgung deutlich verbessert werden. Die zwischenzeitliche Periode hoher Ineffizienz wurde durch den Defekt eines Moduls verursacht, das für die Ausleseschwellen der Kammern zuständig war und diese irrtümlich um einen Faktor 2 zu hoch ansetzte. Dies bewirkte neben einer schlechten Effizienz auch eine schlechtere Auflösung in diesen Kammern. Die betroffenen Runs wurden komplett aus der Analyse herausgenommen.

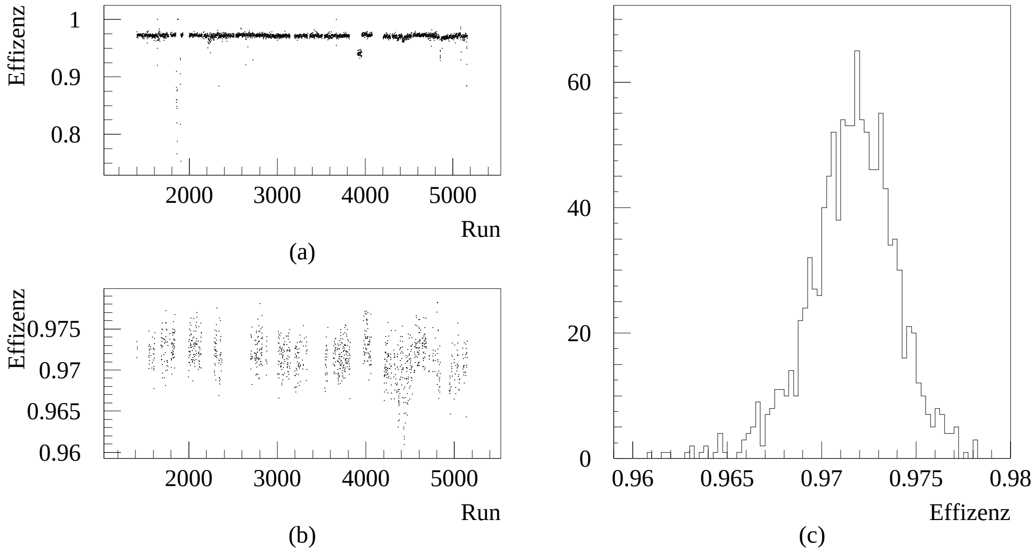

Abb. 3.8: Zeitliche Entwicklung der Effizienz einer Ebene der vorderen Driftkammern vor (a) und nach (b und c) der Datenselektion

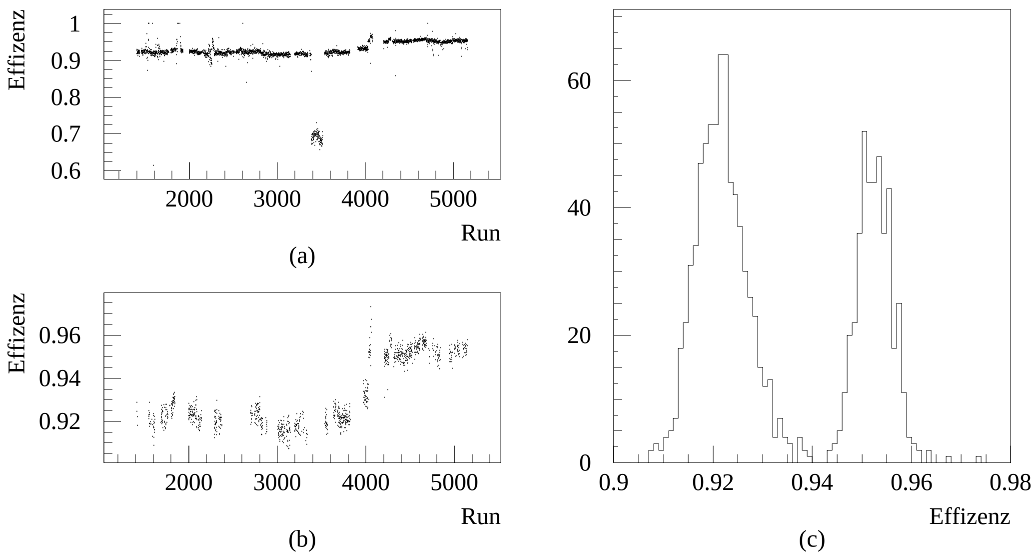

Abb. 3.9: Zeitliche Entwicklung der Effizienz einer Ebene der hinteren Driftkammern vor (a) und nach (b und c) der Datenselektion

3.4.3 Luminosität

Die Luminosität $\mathcal{L}$ ist proportional zur Targetdichte n_T und dem Positronenstrom I_B. Da die Gasdichte im Target über längere Zeiten konstant gehalten wurde, sollte die Zeitabhängigkeit der Luminosität innerhalb eines Fills im wesentlichen durch die Zeitabhängigkeit des Positronenstroms beschrieben werden können:

$$\mathcal{L}(t) \propto n_T \, I_B(t) = n_T \, I_0 \, e^{-\tau(t-t_0)} = e^{-\tau(t-t_0)+\beta} \tag{3.3}$$

Dabei wurde die Lebensdauer des Positronenstrahls τ als konstant angenommen. Diese Annahme ist für den Großteil der vorliegenden Daten gerechtfertigt. Nur bei sehr hohen Stromstärken fällt der Strom aufgrund vermehrter Wechselwirkungen der Positronen innerhalb eines Bunches schneller ab und die Näherung ist nicht mehr gültig.

Die vom Luminositätsmonitor aufgezeichnete Koinzidenzrate (Abschnitt 2.4) wurde für jeden Fill exponentiell gefittet. Probleme mit dem Target, dem Positronenstrahl oder dem Luminositätsmonitor lassen sich durch Abweichungen von einem exponentiellen Verlauf detektieren. Dies führt auch zu einer Reduktion des Fehlers in der Luminositätsbestimmung, da der Beitrag aufgrund der statistischen Ratenmessung entfällt. Von 138 untersuchten Fills konnten 117 ganz oder in Teilintervallen erfolgreich angepaßt werden. Ein typisches Beispiel ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

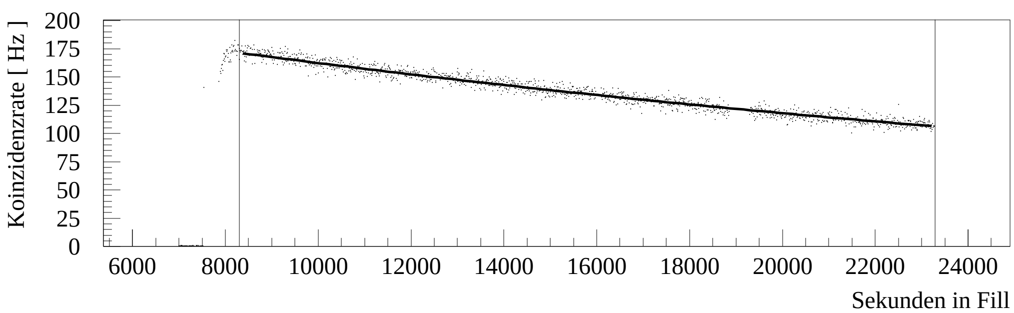

Abb. 3.10: Koinzidenzrate im Luminositätsmonitor innerhalb eines Fills. Die vertikalen Linien kennzeichnen den Gültigkeitsbereich der exponentiellen Anpassung.

Mit diesem Kriterium kann nur die Stabilität der beteiligten Detektoren während eines Fills überprüft werden. Ebenso wichtig für eine absolute Normierung ist aber auch die Stabilität über mehrere Tage und Wochen. Es wurde daher noch zusätzlich die Größe

$$R_L = \frac{\mathcal{L}}{n_T \, I_B}$$

untersucht. Beispielsweise werden Verluste in der Lichtausbeute des Luminositätsmonitors erst durch das Absinken dieses Quotienten erkennbar. Abbildung 3.11 zeigt dieses Verhältnis pro Burst für alle analysierten Fills gemeinsam. Die zwei unterschiedlichen Werte des Quotienten sind korreliert mit einer Änderung der Targettemperatur und des Gasdrucks im Target. Das legt den Schluß nahe, daß die Abhängigkeit der Targetdichte von diesen beiden Größen nicht korrekt parametrisiert ist. Auf die weitere Analyse hat dies jedoch keinen Einfluß. Für beide Perioden zeigt sich eine Gauß-Verteilung mit $\sigma = 4\%$. Die Breite läßt sich aufgrund kleinerer Targetdichteschwankungen und der Tatsache erklären, daß die Targetdichte nur alle $30 - 60$ Sekunden bestimmt, der Quotient aber pro Burst berechnet wurde.

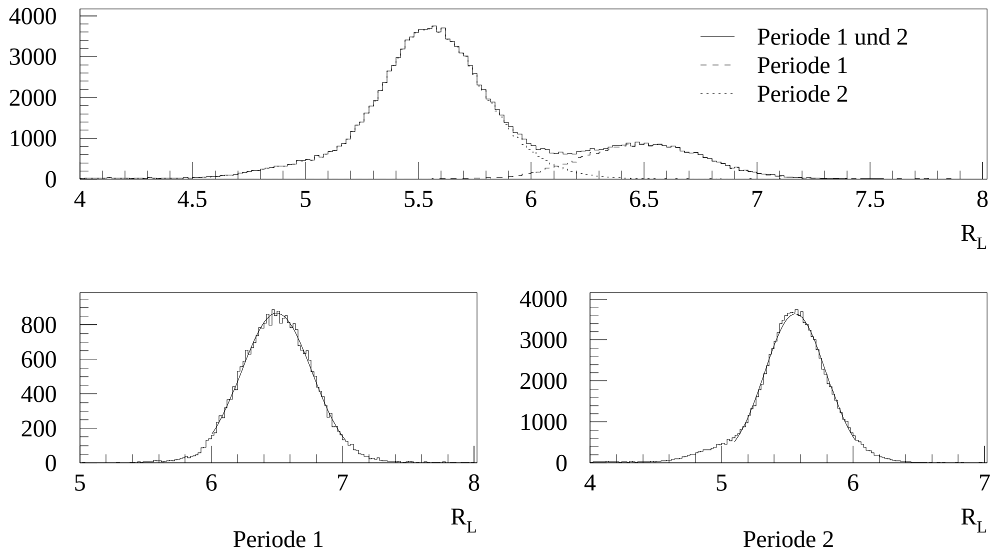

Abb. 3.11: Verhältnis aus Luminosität, Positronenstrom und Targetdichte in willkürlichen Einheiten

3.4.4 Stabilität der Detektoren zur Teilchenidentifikation

Ebenso wichtig ist es, für alle Runs eine funktionierende Teilchenseparation zur Verfügung zu haben. Um zu entscheiden, ob Probleme in einem der dazu verwendeten Detektoren vorliegen, werden für jeden Run (Burst) mittlere Detektorsignale über alle in diesem Run (Burst) rekonstruierten Spuren ermittelt. Um eine zuverlässige Aussage über den Mittelwert eines Bursts zu bekommen, werden mindestens 70 Spuren pro Burst in jeder Detektorhälfte gefordert. Neben den Signalen vom Bleiglaskalorimeter, das durch das Verhältnis aus der deponierten Energie E_{Calo} und dem Impuls P einer Teilchenspur in die Identifikation eingeht, dem Preshower, dem Čerenkovzähler und dem Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) wird auch die in Abschnitt 3.2 eingeführte Größe PID_3 mit in dieses Schema aufgenommen. Für den Übergangsstrahlungsdetektor mußten die Runs in zwei Perioden eingeteilt werden. Diese korrespondieren zu den beiden verschiedenen Auslesemethoden des Detektors (Abschnitt 2.3.2). In der zweiten Periode wurde immer der gesamte Detektor ausgelesen, die mittlere Detektorantwort einer Spur pro Run wird größer. In Abbildung 3.13 sind die Runs zu erkennen, während denen diese Methode zwischenzeitlich getestet wurde. Tabelle 3.1 zeigt die Mittelwerte über alle Runs. Liegt die mittlere Detektorantwort eines Runs nicht innerhalb eines Intervalls von drei Standardabweichungen um den globalen Mittelwert, wird der Run zurückgewiesen. Die Verteilungen der mittleren Detektorantworten nach dieser Run-Selektion sind in Abbildung 3.13 am Beispiel der unteren Detektorhälfte zu sehen. Die Detektoren sind alle stabil innerhalb von

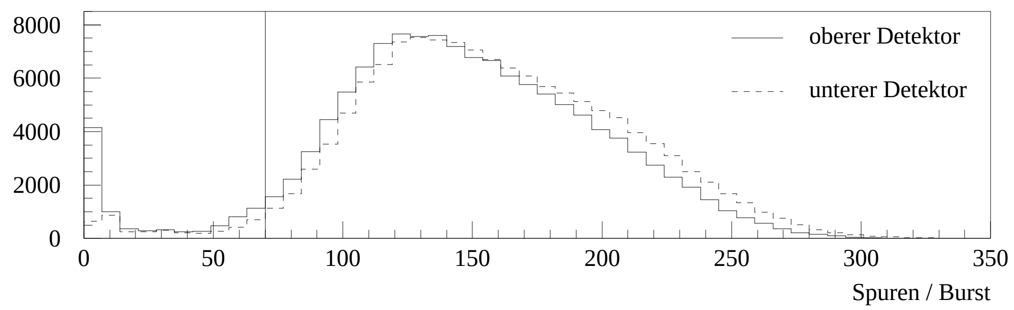

Abb. 3.12: Anzahl der pro Burst rekonstruierten Spuren in den beiden Detektorhälften

5 bis 10%. Eine Ausnahme stellt der Čerenkov-Detektor dar, mit einem zwischenzeitlich um 15% reduzierten Mittelwert. Da diese Periode aber nicht auf die letztendlich relevante Größe PID_3 durchschlägt, wird der Mittelwert über beide Phasen zusammen berechnet. Die vergrößerte Standardabweichung berücksichtigt somit die anscheinende schwache Abhängigkeit der Teilchenidentifikation von dem Čerenkov-Signal.
Dasselbe Kriterium wird für die restlichen Runs nochmals angewendet, diesmal aber auf der Ebene der einzelnen Bursts (Tabelle 3.2).

	Oberer Detektor			Unterer Detektor		
Detektor	Mittelwert	Sigma	Runs	Mittelwert	Sigma	Runs
Kalorimeter	0.780781	0.016305	2276	0.7779	0.010507	2302
Čerenkov	0.966703	0.0676101	2276	1.01722	0.0731044	2302
Preshower	0.0153582	0.00119217	2276	0.0149393	0.000854966	2302
TRD Periode 1	12.7859	8.08774	775	13.4372	0.675399	799
TRD Periode 2	16.5164	1.24139	1501	16.1893	0.586316	1503
PID_3	-6.35816	0.224352	2276	-6.34067	0.116784	2302

Tab. 3.1: Mittelwerte der mittleren Detektorsignale pro Run und ihre Standardabweichungen

	Oberer Detektor			Unterer Detektor		
Detektor	Mittelwert	Sigma	Bursts	Mittelwert	Sigma	Bursts
Kalorimeter	0.77921	0.0640168	114393	0.777266	0.0610932	122315
Čerenkov	0.964911	0.150085	114393	1.02303	0.161614	122315
Preshower	0.0151712	0.00236609	114393	0.0148642	0.00228586	122315
TRD Periode 1	13.3543	1.25777	41723	13.5057	1.0757	50679
TRD Periode 2	16.6762	1.06037	72670	16.2186	0.899356	71636
PID_3	-6.38395	0.550806	114393	-6.33999	0.523581	122315

Tab. 3.2: Mittelwerte der mittleren Detektorsignale pro Burst und ihre Standardabweichungen

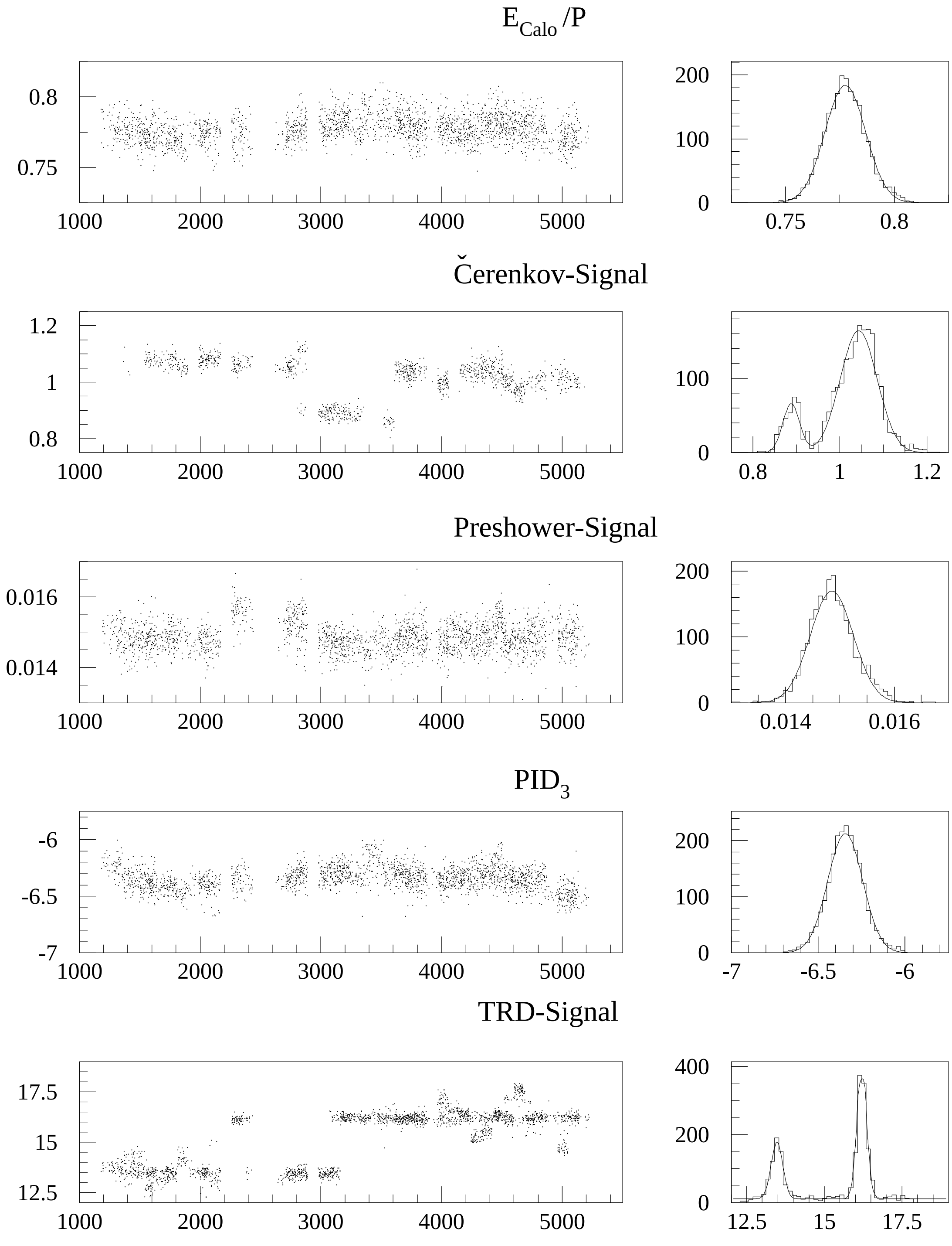

Abb. 3.13: Über einen Run gemittelte Signale der Teilchenidentifikationsdetektoren in der unteren Detektorhälfte

3.4.5 Statistik der Datenselektion

1995 wurden bei HERMES insgesamt 4.011 Runs aufgezeichnet. Mit Hilfe des Logbuches der Datennahme wurde zunächst eine Liste von "guten" Runs aufgestellt. Dabei sind Perioden eliminiert worden, während denen Detektorstudien vorgenommen wurden, das Target mit einem anderen Gas als Helium gefüllt war oder Notizen der Schichtcrew auf größere Detektor- und/oder Beschleunigerprobleme hinwiesen. In dieser Runliste verbleiben 2.329 Runs mit insgesamt 132.906 Bursts. Damit stehen 28.980.452 rekonstruierte Ereignisse mit 39.870.154 Spuren vor der weiteren Selektion zur Verfügung.

Run- und Burst-Selektion

Die folgende Tabelle faßt die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Kriterien der Run- und Burst-Selektion zusammen:

Totzeit	Anteil nichtakzeptierter Trigger pro Burst $\leq 25\%$
Spurdetektoreffizienz	mindestens 25 Spuren pro Burst in der Effizienzberechnung 70%ige Mindesteffizienz aller Driftkammerebenen
Rekonstruktionseffizienz	Korrekturfaktor ≤ 1.25
Luminosität	exponentieller Verlauf der Koinzidenzrate
mittlere Detektor-antworten pro Spur	mindestens 70 Spuren pro Burst 3σ-Schnitt auf Run-Ebene 3σ-Schnitt auf Burst-Ebene

Obwohl die beiden Detektorhälften eigentlich als zwei eigenständige Spektrometer angesehen werden können, wurde verlangt, daß ein Burst sowohl in der oberen als auch in der unteren Hälfte von den Qualitätskriterien als verwendbar eingestuft wurde.
Tabelle 3.3 zeigt eine Aufstellung, wie restriktiv die einzelnen Auswahlkriterien sind.

Kriterium	Oberer Detektor	Unterer Detektor	Gesamter Detektor
Totzeit	2.269.423	2.428.898	4.698.321
Spurdetektoreffizienz	1.911.326	2.701.156	4.612.482
Rekonstruktionseffizienz	1.400.703	2.081.975	3.482.678
Luminosität	4.624.608	4.906.983	9.531.591
Kalorimeter	2.269.647	3.022.712	5.292.359
Čerenkov	2.185.153	2.917.456	5.102.609
Preshower	2.166.870	2.916.933	5.083.803
TRD	2.208.824	2.950.631	5.159.455
PID_3	2.161.488	2.907.054	5.068.542
Kombinierte Selektion	8.894.288	10.177.074	19.071.362

Tab. 3.3: Übersicht über die Zahl der durch die Datenqualitätsselektion zurückgewiesenen Spuren

Anmerkungen:

1. Es soll nochmals darauf hingewiesen werden, daß diese Zahlen auch "gute" Spuren beinhalten, die nur zurückgewiesen wurden, weil in der anderen Detektorhälfte Probleme vorlagen.

2. Die Zahl der aufgrund fehlender Luminositätsinformation verlorenen Ereignisse kommen zum größten Teil aus Runs, für die die zugehörigen Slow Control Daten nicht zu einem Fill zugeordnet werden konnten. Von den rund 9.5 Millionen Spuren fallen etwa 6.4 Millionen in diese Kategorie. Dies ist kein Problem mit der zeitlichen Synchronisation, sondern vielmehr dadurch bedingt, daß Daten aus verschiedenen Datenströmen zusammengefaßt werden müssen. Die Aufzeichnung wurde bei einer Mindestenergie und einem Mindeststrom des Positronenstrahls ausgelöst. Bei Netzwerk- oder Computerproblemen konnte dies nicht oder zu spät passieren. Die Daten aus den einzelnen Strömen sind aber dennoch verfügbar.

3. 25% der Verluste durch die Spurdetektoreffizienz sind durch das in Abschnitt 3.4.2 angesprochene, defekte Modul zum Setzen der Ausleseschwelle in den beiden hinteren Driftkammern verursacht.

Abbildung 3.14 zeigt die über die guten Bursts eines Runs zeitlich integrierte Luminosität $\int \mathcal{L}\, dt$ mit der dazugehörigen Integrationszeit T unter der obigen Auswahl. Die Runs, bei denen

· $\int \mathcal{L}\, dt < 15.000\ \frac{\mathrm{Nukleonen}}{\mathrm{cm}^2}$ oder

· $\mathrm{T} < 250$ sec

ist, werden ebenfalls zurückgewiesen. Damit sollen Runs, in denen ein zu großer Anteil an schlechten, nicht benutzbaren Bursts vorliegt, von der Analyse ausgeschlossen werden. Davon sind 142 Runs mit knapp 700.000 Teilchenspuren betroffen.

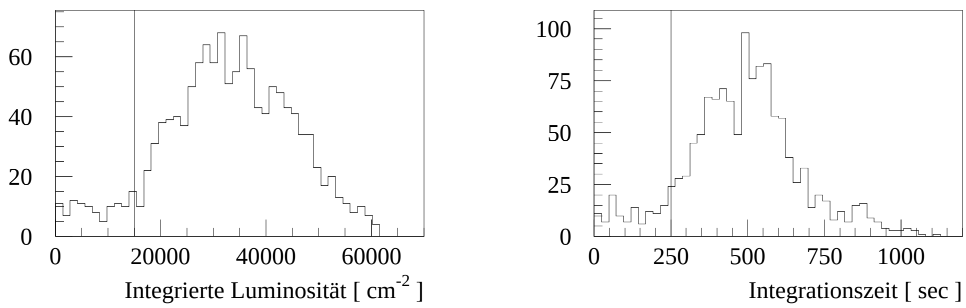

Abb. 3.14: Integrierte Luminosität und Integrationszeit pro Run

Insgesamt verbleiben damit rund 50% der Daten aus der Logbuch-Runliste. Dies sind 20.101.909 Teilchenspuren aus 1.159 Runs und 60.605 Bursts.

Spur-Selektion

Nachdem jetzt gewährleistet ist, daß der Detektor einwandfrei funktionierte, müssen die von der tief inelastischen Streuung kommenden Ereignissen aus der Gesamtheit aller vorhandenen Ereignisse ausgewählt werden.
Unerwünscht sind

· Spuren, die nicht aus dem Targetgas stammen,

· Protonenuntergrund, der durch Wechselwirkungen des Protonenstrahls von hinten den HERMES-Detektor durchläuft,

· Geisterspuren, also die Kombination von unkorrelierten Treffern in den Spurdetektoren,

· Sekundärteilchen, die aus dem Zerfall anderer Teilchen kommen oder durch Wechselwirkungen mit den Detektoren entstehen,

· Spuren aus Prozessen wie elastischer Streuung oder Photoproduktion,

· Hadronen,

· falsch identifizierte Teilchen.

Dazu wird verlangt, daß ein Teilchen aus einer Wechselwirkung stammt, die innerhalb des Targetgases stattgefunden hat; der Vertex wird auf die Dimensionen der Targetzelle eingeschränkt. Die Q^2- und W^2-Einschränkungen selektieren DIS-Ereignisse außerhalb der Resonanzregion. Weiterhin werden x und y auf den physikalischen Wertebereich der tief inelastischen Streuung zwischen Null und Eins limitiert. Eine weitere Verminderung der oberen Grenze des relativen Energieübertrages $y \leq 0.85$ begrenzt die Analyse auf einen Bereich, in dem Strahlungskorrekturen nicht zu groß werden. Zusätzlich werden durch diesen Schnitt Positronen nahe der Triggerschwelle entfernt. Um die Untergrundkorrektur zu ermöglichen (Abschnitt 3.3) werden diese kinematischen Schnitte *vor* der Teilchenidentifikation ausgeführt.

Kriterium	Schnitt	Oberer Detektor	Unterer Detektor	Gesamter Detektor
Vertex	$\|Z_{Vertex}\| \leq 25$ cm $T_{Vertex} \leq 3$ cm	682.986	738.749	1.421.735
DIS-Bereich	$0 \leq X \leq 1$	26.605	28.885	55.460
DIS-Bereich	$0 \leq Y \leq 0.85$	4.077.332	4.178.906	8.256.238
DIS-Bereich	$Q^2 \geq 0.5$ GeV^2	1.959.474	1.898.781	3.858.255
Nicht-resonanter Bereich	$W^2 \geq 4$ GeV^2	96.452	105.964	202.416
Akzeptanz	$\|\theta_Y\| \geq 43$ mrad	1.089.044	941.844	2.030.888
Kombinierte Selektion		5.591.740	5.653.366	11.245.106

Tab. 3.4: Übersicht über die Zahl der Spuren, die nicht die Anforderungen an tief inelastische Streuung erfüllen

Neben den zuvor diskutierten kinematischen Schnitten berücksichtigt die Einschränkung in θ_Y die Akzeptanz des Spektrometers. Aufgrund von Rand- und/oder Smearing-Effekten erwies sich ein minimales θ_Y von 43 mrad als erforderlich, während die geometrische Akzeptanz 40 mrad beträgt (siehe Abschnitt 4.3.3).

Akzeptierte DIS-Ereignisse

Auf dieser reduzierten Menge von Ereignissen wird nun die Teilchenidentifikation mit der Relation (3.2) durchgeführt. Es verbleiben

Teilchen	Oberer Detektor	Unterer Detektor	Gesamter Detektor
Positronen	1.330.983	1.381.706	2.712.689
Elektronen	27.376	28.342	55.718
positive Hadronen	1.633.278	1.766.785	3.400.063
negative Hadronen	1.280.173	1.408.160	2.688.333
Insgesamt	4.271.810	4.584.993	8.856.803

mit denen die Extraktion der Strukturfunktion durchgeführt wird.

4 Extraktion der Strukturfunktion $F_2\left(x, Q^2\right)$

4.1 Methode zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2\left(x, Q^2\right)$

Die Extraktion der Strukturfunktion F_2 basiert auf einer detaillierten Simulation des Spektrometers mit Hilfe des Monte Carlo Programms (siehe unten). Werden alle Komponenten hinreichend genau beschrieben, so können Unterschiede in den differentiellen Wirkungsquerschnitten, die aus den Daten und dem Monte Carlo extrahiert wurden, auf Abweichungen der Strukturfunktion F_2 von der im Monte Carlo verwendeten Modellfunktion zurückgeführt werden.
Da der differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung in der Näherung des Ein-Photon-Austausches

$$\frac{d^2\sigma^{1\gamma}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \frac{y^2 + \frac{Q^2}{E^2}}{2\left(1 + R\left(x, Q^2\right)\right)}\right] F_2\left(x, Q^2\right) \tag{4.1}$$

im wesentlichen proportional zu $F_2\left(x, Q^2\right)$ ist, gilt folgende Beziehung zwischen der zu messenden Strukturfunktion F_2^{EXP} und der Modellstrukturfunktion F_2^{MC}

$$\left(\frac{d^2\sigma\left(x, Q^2\right)}{F_2\left(x, Q^2\right)}\right)^{MC} = \left(\frac{d^2\sigma\left(x, Q^2\right)}{F_2\left(x, Q^2\right)}\right)^{EXP}$$

$$\Rightarrow F_2^{EXP}\left(x, Q^2\right) = \frac{d^2\sigma^{EXP}\left(x, Q^2\right)}{d^2\sigma^{MC}\left(x, Q^2\right)} F_2^{MC}\left(x, Q^2\right) \ , \tag{4.2}$$

wobei hier und im folgenden d^2 als Abkürzung für $\frac{d^2}{dx dQ^2}$ steht.
Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von dem Verhältnis der Absorptionsquerschnitte von longitudinal und transversal polarisierten Photonen $R\left(x, Q^2\right)$ wird hierbei vernachlässigt. Da eine einzige Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes nicht ausreicht, um sowohl R als auch die Strukturfunktion F_2 gleichzeitig zu messen, wird für R eine phänomenologische Parametrisierung (R_{1990}) angenommen, die aus allen verfügbaren Daten am SLAC bestimmt wurde [WHI90]. Um auch R aus den Daten bestimmen zu können, wären mehrere Messungen bei verschiedenen Strahlenergien E nötig. Bei HERA wurde während der gesamten Datennahme des Jahres 1995 die Energie des Positronenstrahls jedoch auf 27.5 GeV konstant gehalten.

Da der Wirkungsquerschnitt proportional zur Zahl N der stattgefundenen tief inelastischen Streuereignisse ist (der Proportionalitätsfaktor ist die zeitlich integrierte Luminosität), geht Formel (4.1) über in

$$F_2^{EXP}\left(x, Q^2\right) = \frac{d^2N^{EXP}\left(x, Q^2\right)}{d^2N^{MC}\left(x, Q^2\right)} F_2^{MC}\left(x, Q^2\right)$$

$$\Rightarrow F_2^{EXP}\left(x, Q^2\right) = \frac{N^{EXP}\left(\Delta x_i, \Delta Q_j^2\right)}{N^{MC}\left(\Delta x_i, \Delta Q_j^2\right)} F_2^{MC}\left(x, Q^2\right) \ . \tag{4.3}$$

Der zweite Teil der Formel ist eine Näherung durch den Übergang von kontinuierlichen Verteilungen zu einer diskreten Einteilung der kinematischen Variablen (Binning). Er ist nur gültig, wenn sowohl experimentelle als auch Monte Carlo Daten in dasselbe Binning eingeteilt werden.

Setzt man für N jeweils die Anzahl der rekonstruierten, tief inelastisch gestreuten Positronen ein, so ist mit (4.3) nur der Verlauf der Strukturfunktion F_2 als Funktion von x und Q^2 festgelegt, der absolute Wert muß noch richtig normiert werden. Dies wird bewerkstelligt, indem man die Zahl der rekonstruierten Positronen auf die Zahl aller tatsächlich stattgefundenen tief inelastischen Streuereignisse normiert. Im Falle der Monte Carlo Daten wird einfach die Anzahl aller generierten Ereignisse vor allen Schnitten verwendet, bei den experimentellen Daten geschieht dies mit Hilfe einer möglichen Definition der Luminosität $\mathcal{L}$

$$N_{tot} = \sigma_{tot} \int \mathcal{L} dt \,, \tag{4.4}$$

wobei der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} durch ein Integral über den im Monte Carlo verwendeten Wirkungsquerschnitt approximiert wird. Als Integrationsbereich werden die Generationsgrenzen der Monte Carlo Ereignisse verwendet.

Aufgrund des im Monte Carlo gewählten Generationsgesetzes müssen die dort generierten Ereignisse vor einem Vergleich mit den Daten noch entsprechend dem totalen Wirkungsquerschnitt gewichtet werden. Dazu ist aber die Kenntnis der Strukturfunktionen nötig und die Extraktion von F_2 muß durch ein iteratives Verfahren erfolgen. Die mit Hilfe einer Modellfunktion extrahierte Strukturfunktion wird im nächsten Iterationsschritt zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes im Ein-Photon-Austausch und der Strahlungskorrekturen verwendet. In dieser Analyse wurde auf die Iteration verzichtet und statt dessen eine physikalisch sinnvolle Näherung von $F_2^{^3He}$ als Ausgangspunkt verwendet. Die Modellstrukturfunktion wird unter Vernachlässigung nuklearer Effekte durch Annahme des Heliumkernes als Verbund von Proton und Deuteron durch

$$F_2^{^3He} = \frac{1}{3}\left(F_2^p + 2F_2^D\right) \tag{4.5}$$

beschrieben. Die Faktoren $\frac{1}{3}$ und 2 berücksichtigen dabei die Normierung der Strukturfunktion pro Nukleon. Für die Strukturfunktionen von Proton und Deuteron wurden Parametrisierungen angenommen, die auf Messungen der NMC, am SLAC und der BCDMS-Kollaboration beruhen und den bei HERMES zugänglichen kinematischen Bereich mit großer Genauigkeit beschreiben [AMA92, ARN95]. Die Q^2-Abhängigkeit dieser Parametrisierung wird durch QCD-Erwartungen motiviert und mit einem weiteren Term für die Einflüsse nichtstörungstheoretischer Effekte ergänzt [MIL91]:

$$F_2\left(x, Q^2\right) = A(x)\left[\frac{log\left(Q^2/\Lambda^2\right)}{log\left(Q_0^2/\Lambda^2\right)}\right]^{B(x)}\left[1 + \frac{C(x)}{Q^2}\right] \,, \tag{4.6}$$

mit

$$Q_0^2 = 20GeV^2, \quad \Lambda = 250MeV$$

$$A(x) = x^{a_1}(1-x)^{a_2}\left[a_3 + a_4(1-x) + a_5(1-x)^2 + a_6(1-x)^3 + a_7(1-x)^4\right]$$

$$B(x) = b_1 + b_2 x + \frac{b_3}{b_4 + x}$$

$$C(x) = c_1 x + c_2 x^2 + c_3 x^3 + c_4 x^4$$

Aufgrund der geringen Bindungsenergie im ^{3}He-Kern wird der Einfluß nuklearer Effekte zu kleiner 5% erwartet.

4.2 HMC: Detaillierte Monte Carlo Simulation des Detektors

Die Simulation tief inelastisch gestreuter Ereignisse erfolgt mit dem HERMES Monte Carlo Programm HMC, welches auf dem Detektorsimulationspaket GEANT vom CERN aufgebaut ist. Zunächst wird gemäß der Dichteverteilung im Target ein Wechselwirkungspunkt ausgewürfelt. Die Kinematik des folgenden tief inelastischen Streuprozesses wird flach in den Variablen ν und $logQ^2$ generiert. Dies hat den Vorteil gegenüber einer Generation nach dem Wirkungsquerschnitt, daß auch Ereignisse mit größeren Werten für Q^2 mit ausreichender Statistik generiert werden (der Wirkungsquerschnitt (1.25) ist proportional zu $1/Q^4$!). Unphysikalische Kombinationen (z.B. $x > 1$) werden ausgeschlossen. Zusätzliche Einschränkungen der weiteren kinematischen Variablen werden zur Anpassung an die Akzeptanz des Spektrometers durchgeführt. Diese Schnitte und die Generationsgrenzen müssen jedoch ausreichend weit gewählt werden, damit Effekte aufgrund der endlichen Auflösung des Detektors (*Smearing-Effekte*) und in den Randbereichen des Detektors mit berücksichtigt werden. Die Kinematik des Streuprozesses wird vervollständigt durch die Wahl eines gleichverteilten Azimutalwinkels ϕ, da der Wirkungsquerschnitt von diesem nicht abhängt.

Um Rekonstruktionsverluste und andere Effekte aufgrund hoher Multiplizitäten in den verschiedenen Detektoren mit zu berücksichtigen, wird mit PEPSI, einer Erweiterung des LEPTO-Generators auf polarisierte Lepton-Nukleon-Streuung, und dem LUND-Modell der hadronische Endzustand generiert. Externe Bremsstrahlung, also vom ein- oder auslaufenden Lepton emittierte reelle Photonen, werden falls nötig ebenfalls generiert.

Im nächsten Schritt – dem zeitaufwendigsten Teil der Simulation – werden alle generierten Teilchenspuren an GEANT übergeben und durch den gesamten Detektor verfolgt. Dabei werden Ablenkungen in Magnetfeldern, Vielfachstreuung, Produktion von Sekundärteilchen und viele weitere Prozesse beim Durchgang von Teilchen durch die verschiedenen Materialien des Spektrometers berücksichtigt. Alle Spuren – auch die von Sekundärteilchen – werden solange verfolgt, bis ihre Energie unterhalb der Nachweisschwelle von 100 keV liegt. Für jedes Detektormodul wird ein Treffer erzeugt, der durch die Energiedeposition in diesem Modul und den Ort charakterisiert ist. Im weiteren werden diese Treffer dann nach theoretischen Modellen der einzelnen Detektortypen entsprechend ihrer Geometrie und Bauweise digitalisiert. Weitere detektorspezifische Größen wie Auflösungen und Effizienzen werden nach experimentell ermittelten Größen gewählt. Beispielsweise werden in den Driftkammern aus Ort und Energiedeposition des Teilchendurchgangs Drahtnummern und Driftzeiten berechnet. Die so gewonnenen Daten entsprechen denen des Dekoders für im Experiment aufgezeichnete Ereignisse und ermöglichen die gleiche Behandlung von experimentellen und simulierten Daten in Rekonstruktion und weiteren Analysen.

Sind alle Teilchen durch den Detektor verfolgt worden, erfolgt als letzter Schritt die Triggersimulation, da hierzu die digitalisierte Trefferinformation benötigt wird.

4.3 Vergleich Daten und Monte Carlo

Wie bereits angesprochen, benötigt die verwendete Methode zur Bestimmung der Strukturfunktion ein gutes Verständnis der Akzeptanz und Effizienz des Detektors. Neben einer präzisen Kenntnis der Geometrie und aller im Strahlgang befindlichen Materialien ist dabei insbesondere eine realistische Beschreibung der Driftkammern und der Detektoren zur Teilchenidentifikation erforderlich. Im folgenden werden daher die entscheidenden Größen dieser Detektoren im Vergleich zum Monte Carlo dargestellt.

4.3.1 Driftkammern

Auflösungen und Effizienzen der Spurdetektoren beeinflussen die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von Teilchenspuren und die Güte der Rekonstruktion. Die mittleren Effizienzen der Driftkammern vor und hinter dem Magneten sind in Tabelle 4.1 für Daten und Monte Carlo gegeben. Abweichungen der mit den rekonstruierten Monte Carlo Ereignissen bestimmten Werte von den implementierten sind durch Einflüsse des Rekonstruktionsprogramms zu verstehen. Da in der Analyse eine Korrektur der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit auf die Abhängigkeit von Kammereffizienzen sowohl für das Experiment als auch das Monte Carlo durchgeführt wird, ist die erreichte Übereinstimmung der Effizienzen ausreichend.

Kammer	Effizienz Daten	Effizienz Monte Carlo	Input Monte Carlo
vordere Driftkammern	97.0%	92.5%	96.6%
hintere Driftkammern	92.5% und 95.0%	92.5%	93.3%

Tab. 4.1: Mittlere Driftkammereffizienzen in Daten und Monte Carlo. Die beiden Werte für die Daten in den hinteren Driftkammern entsprechen den beiden Perioden mit unterschiedlicher Spannungsversorgung.

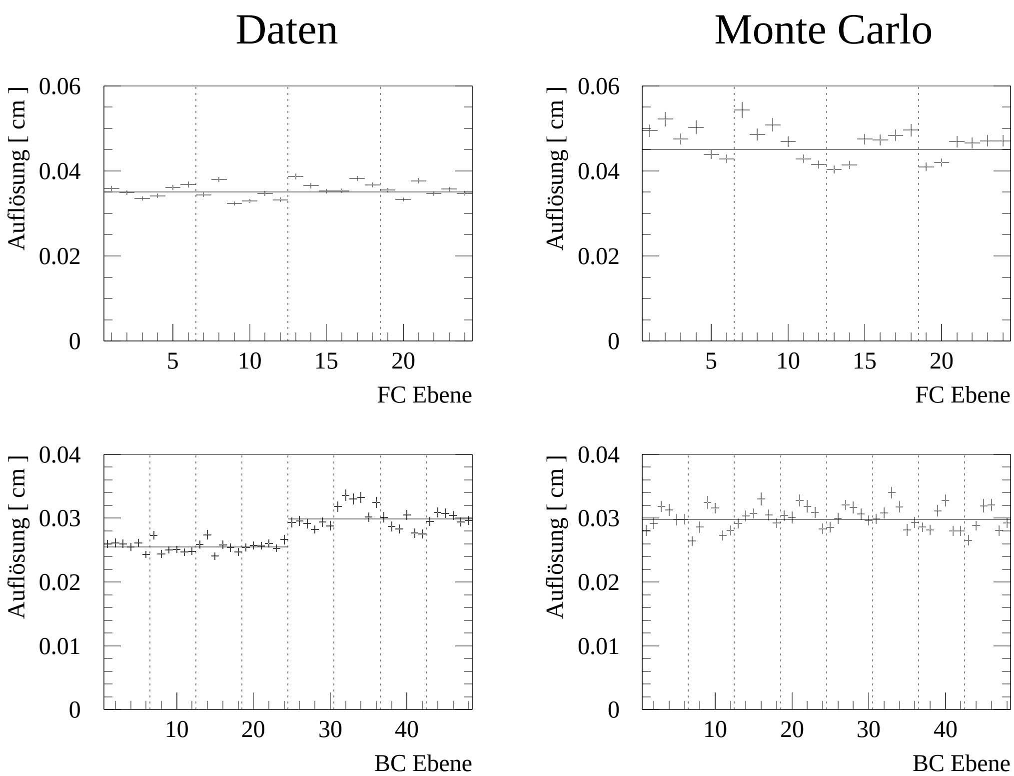

Abb. 4.1: Auflösungen der einzelnen Kammerebenen in den vorderen (FC) und hinteren (BC) Driftkammern. Die vertikalen Linien trennen die einzelnen Kammermodule.

Den Vergleich der aus den Daten und den rekonstruierten Monte Carlo Ereignissen bestimmten Auflösungen der Driftkammern zeigt Abbildung 4.1. Die in der gegenwärtigen Monte Carlo Beschreibung der Driftkammern verwendeten Auflösungen sind zum Teil deutlich schlechter als die für die Daten gemessenen Werte. Besonders in den vorderen Driftkammern sind die Abweichungen mit im Mittel 340 μm in den Daten und 450 μm auffällig. In den hinteren Driftkammern stimmt die Auflösung mit 300 μm für die beiden letzten Kammern, das erste Paar ist mit 260 μm etwas besser. Gründe hierfür sind zum einen die Anpassung der Monte Carlo Parameter an eine etwas ältere Kalibration der Daten. Insbesondere die Auflösung der vorderen Kammern konnte durch neuere Kalibrationen und Alignment-Korrekturen stark verbessert werden. Zum anderen stammen die für die hinteren Driftkammern bestimmten Auflösungen aus der Periode, in der die Kammern mit einer höheren Hochspannungsversorgung betrieben wurden (vgl. auch Abschnitt 3.4.2). Dies führte zu einer besseren Effizienz und Auflösung (Gewinn ca. 50 μm). Die im Monte Carlo verwendete Auflösung in den hinteren Driftkammern kann als Mittelwert über diese beiden Perioden und alle Kammerebenen verstanden werden.

4.3.2 Detektoren der Teilchenidentifikation

Für Čerenkov-Zähler, Übergangsstrahlungsdetektor, Preshower und Kalorimeter sind in Abbildung 4.2 die in die Teilchenseparation eingehenden Detektorsignale für Hadronen und Elektronen separat gezeigt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Monte Carlo und Experiment. Nur bei dem aus Kalorimeterenergie und Impuls gebildeten Verhältnis gibt es im Monte Carlo leichte Abweichungen. Die Positronenverteilung um den Wert Eins ist etwas zu breit, während der höherenergetische Ausläufer gut beschrieben wird. Bei den Hadronen ist die Verteilung zu kleineren Verhältnissen verschoben. Für die Teilchenidentifikation sind diese Unterschiede jedoch nicht von zu großer Bedeutung. Da der überwiegende Teil von Hadronen ein Signal weit unterhalb von Eins liefert, führt die Verbreiterung bei den Positronen dennoch nicht zu einer Fehlidentifikation. Dafür sprechen vor allem die in Abschnitt 3.2 über Teilchenidentifikation gezeigten Werte der Effizienz und Kontamination des verwendeten Schemas, die mit dem Monte Carlo bestimmt wurden (Abbildung 3.3).

Hadronen wurden nur dann in die Spektren von Abbildung 4.2 aufgenommen, wenn in demselben Ereignis auch ein DIS-Positron innerhalb der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers rekonstruiert werden konnte. Die Normierung erfolgte für Daten und Monte Carlo durch die Anzahl der rekonstruierten DIS-Positronen. Diese Vorgehensweise ist notwendig, da in Daten und Monte Carlo ein unterschiedlicher relativer Fluß von Positronen zu Hadronen auftritt. Im Gegensatz zum Monte Carlo, wo aus Rechenzeitgründen nur tief inelastische Streuereignisse generiert werden, bei denen das gestreute Positron nahe der Akzeptanzgrenzen des Spektrometers liegt, kommen in den Daten zusätzliche Ereignisse vor, bei denen der Trigger durch Hadronen und Photonen erzeugt wurde. Hadronen, die einen Trigger ausgelöst haben (die im Kalorimeter deponierte Energie muß dazu oberhalb von 3.5 GeV liegen), werden vom Kalorimeter als Positronen eingestuft, da ihr Energieverlust nicht dem eines minimal ionisierenden Teilchens entspricht. Die anderen Teilchenidentifikationsdetektoren sorgen jedoch dafür, daß auch der überwiegende Teil dieser Teilchen korrekt identifiziert wird. Ohne die zuvor verlangte Koinzidenz mit einem DIS-Positron führen diese Teilchen zu dem in Abbildung 4.3 zu sehenden Unterschied in der Hadronverteilung für Daten und Monte Carlo. Der Schnitt in den Kurven von Monte

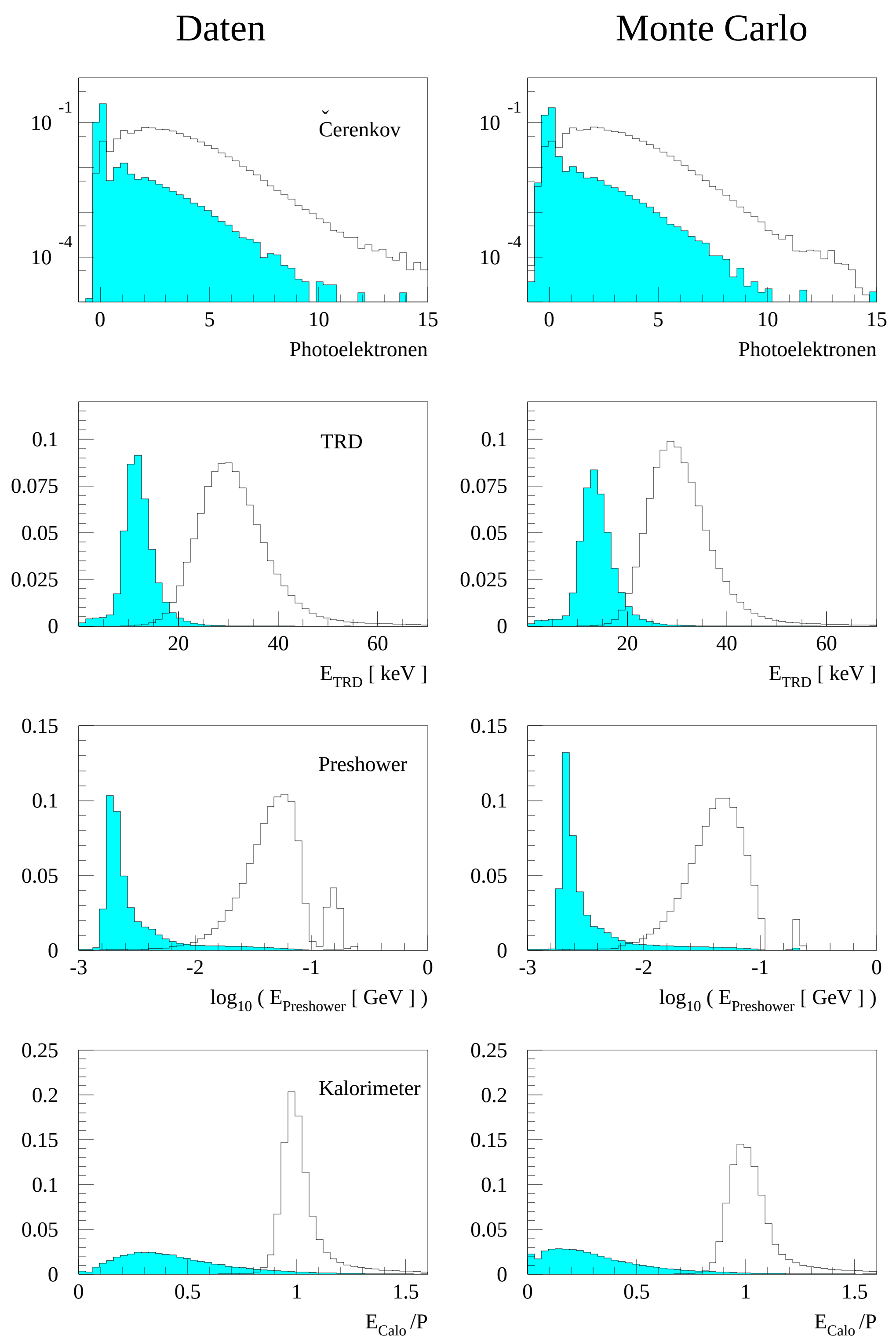

Abb. 4.2: Vergleich der Signale der Detektoren zur Teilchenidentifikation in Daten und Monte Carlo für Elektronen und Hadronen (grau)

Carlo und Daten entsteht durch die oben beschriebene Abweichung in der Kalorimeterbeschreibung, im Monte Carlo kommt es zu einer "Überidentifikation" der Hadronen. Die getrennte Untergrundbehandlung für Daten und Monte Carlo ist von dem Flußunterschied unabhängig.

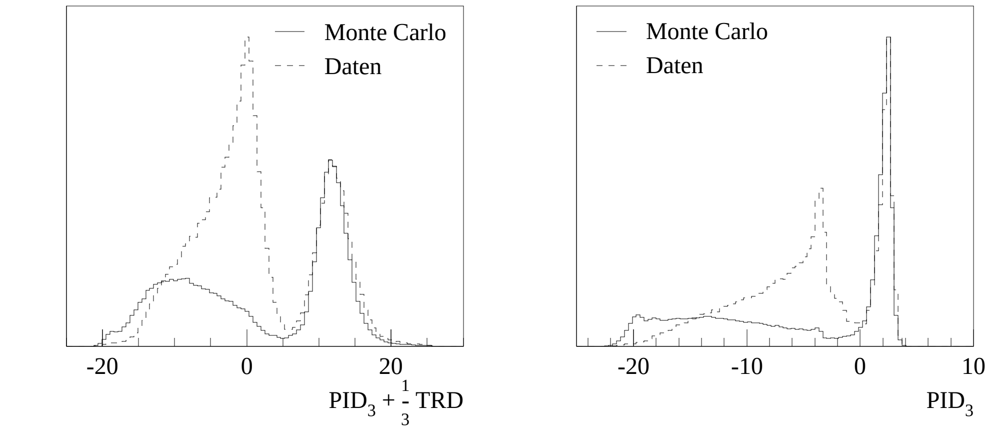

Abb. 4.3: Vergleich der Teilchenidentifikationsgrößen $\mathrm{PID}_3 + \frac{1}{3}\mathrm{Puls}_{\mathrm{TRD}}$ und PID_3

4.3.3 Akzeptanz und Kinematik

Die beschriebene Extraktionsmethode der Strukturfunktion F_2 benötigt ein möglichst gutes Verständnis der Akzeptanz des Spektrometers. Erst wenn diese mit dem Monte Carlo hinreichend genau beschrieben werden kann, ist eine zuverlässige Bestimmung von F_2 möglich. Am besten eignen sich hierfür Variablen, von denen der – zu messende – Wirkungsquerschnitt nicht oder nur schwach abhängt.

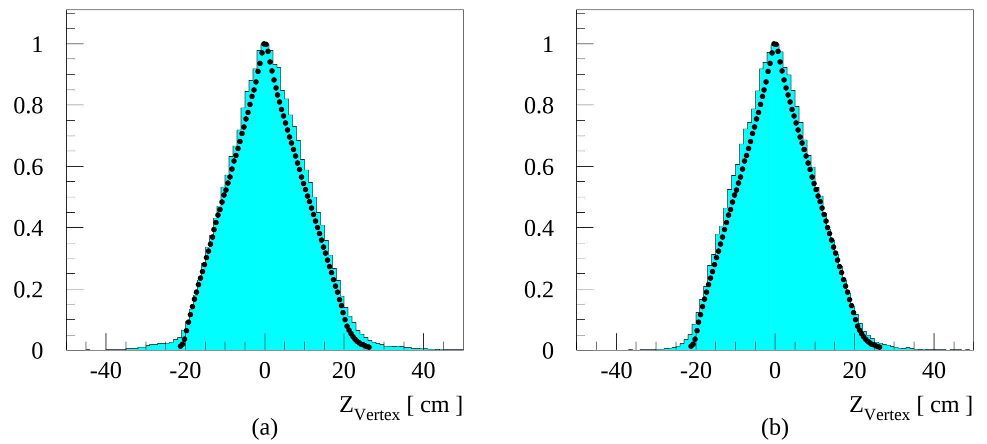

Abb. 4.4: Vergleich der longitudinalen Vertexpositionen von Daten (a) und Monte Carlo (b). Die Histogramme zeigen die Verteilung der rekonstruierten Vertexpositionen von DIS-Positronen entlang der Z-Achse, die darübergelegte Kurve eine Parametrisierung der Dichteverteilung innerhalb des Heliumtargets (in willkürlichen Einheiten).

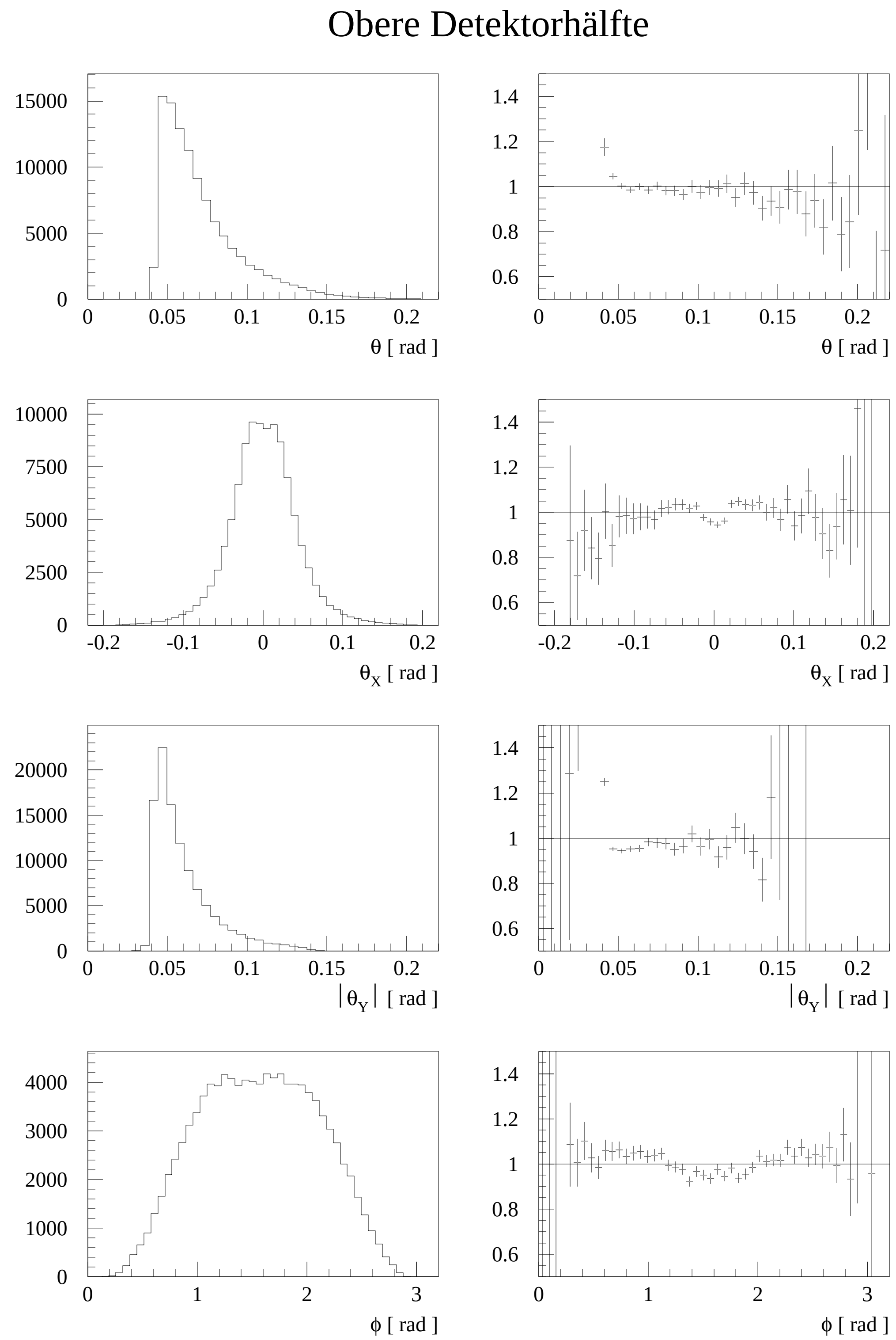

Abb. 4.5: Vergleich von Daten und Monte Carlo in der oberen Detektorhälfte: Streuwinkel im Laborsystem θ und Projektionen auf horizontale (θ_X) und vertikale (θ_Y) Achse sowie der Azimutalwinkel ϕ.
Die linke Spalte zeigt die Verteilung der Daten, die rechte Spalte das Verhältnis Daten über Monte Carlo.

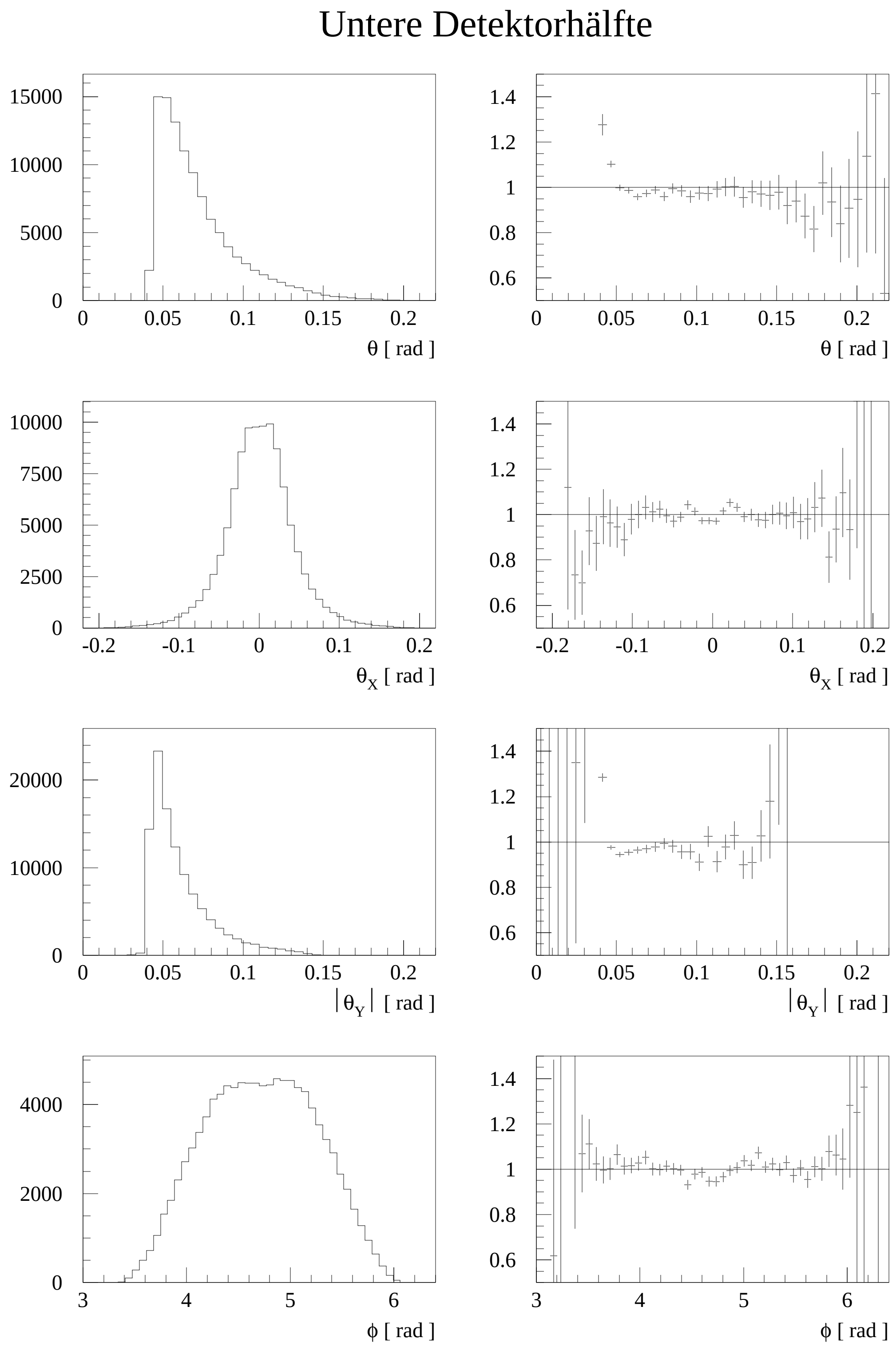

Abb. 4.6: Vergleich von Daten und Monte Carlo in der unteren Detektorhälfte: Streuwinkel im Laborsystem θ und Projektionen auf horizontale (θ_X) und vertikale (θ_Y) Achse sowie der Azimutalwinkel ϕ.
Die linke Spalte zeigt die Verteilung der Daten, die rechte Spalte das Verhältnis Daten über Monte Carlo.

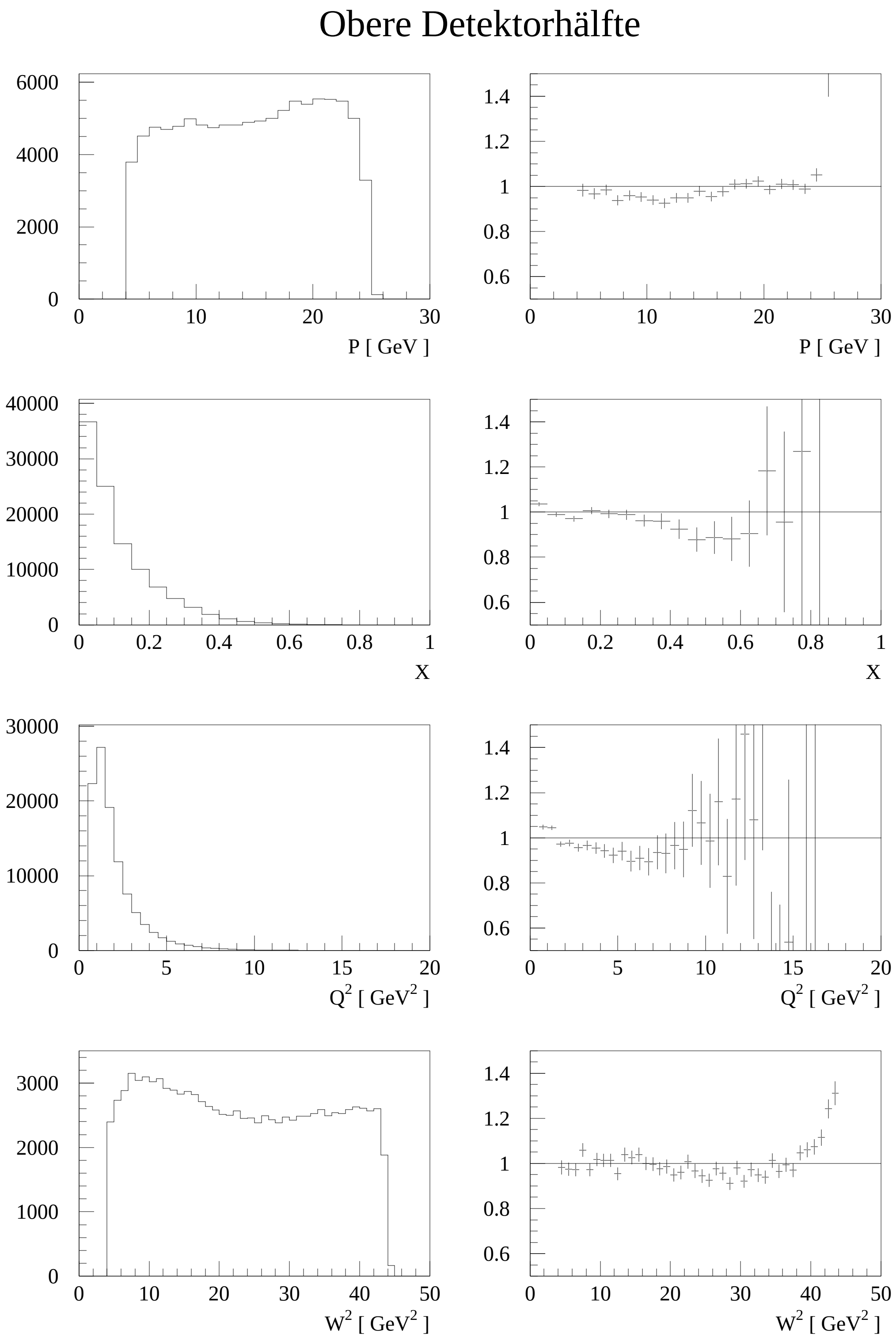

Abb. 4.7: Vergleich von Daten und Monte Carlo in der oberen Detektorhälfte: Verteilungen des Impulses P sowie der kinematischen Variablen x, Q^2 und W^2 Die linke Spalte zeigt die Verteilung der Daten, die rechte Spalte das Verhältnis Daten über Monte Carlo.

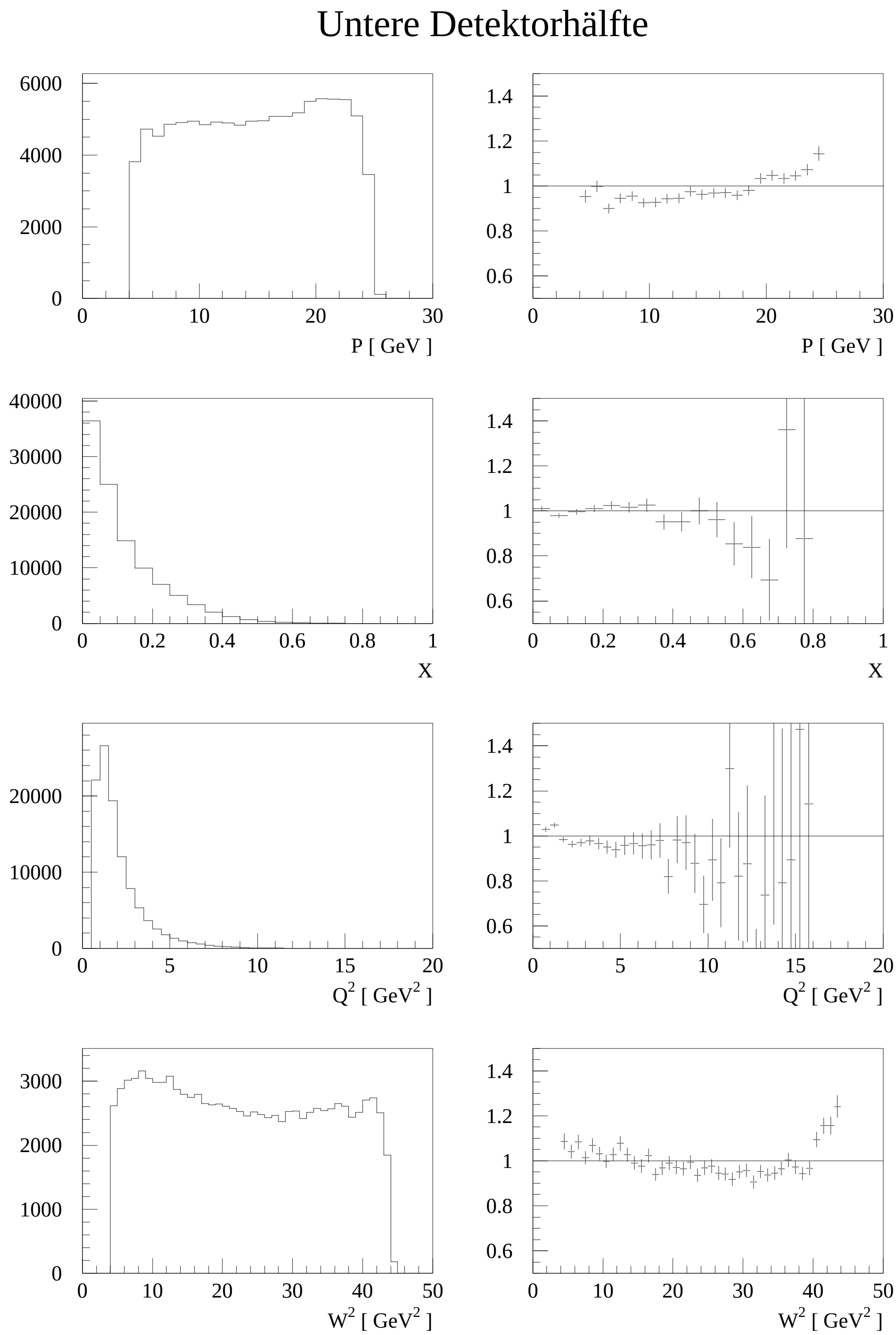

Abb. 4.8: Vergleich von Daten und Monte Carlo in der unteren Detektorhälfte: Verteilungen des Impulses P sowie der kinematischen Variablen x, Q^2 und W^2 Die linke Spalte zeigt die Verteilung der Daten, die rechte Spalte das Verhältnis Daten über Monte Carlo.

Ein Kriterium für die Güte der Detektorbeschreibung ist die rekonstruierte Vertexposition. Wie in Abbildung 4.4 zu sehen, zeigen Daten und Monte Carlo eine gute Übereinstimmung in der longitudinalen Vertexbestimmung. Man erkennt die Verschmierung der zugrundegelegten triangularen Dichteverteilung im Target.

Die Abbildungen 4.5 und 4.6 zeigen die Verteilungen des Streuwinkels θ im Laborsystem zusammen mit den Projektionen auf horizontale und vertikale Ebenen und dem Azimutalwinkel ϕ für untergrundkorrigierte DIS-Positronen. Es ergibt sich für diese Verteilungen eine gute Übereinstimmung innerhalb von 5%. Einzig in der vertikalen Projektion des Streuwinkels ist in beiden Detektorhälften bei Werten von $|\theta_Y| < 43$ mrad eine deutliche Abweichung zu erkennen, die auch auf θ durchschlägt. Die geometrische Akzeptanzgrenze des Spektrometers entspricht eigentlich $|\theta_Y| \cong 40$ mrad. Sie entsteht durch die Septumplatte, die zur Abschirmung der Strahlrohre gegen das Spektrometermagnetfeld dient. In diesem Bereich ist jedoch ein sprunghafter Anstieg der Akzeptanz zu verzeichnen, so daß kleine Ausrichtungsunterschiede zu großen Effekten führen. Die Extraktion von F_2 wurde daher auf Ereignisse mit $|\theta_Y| \geq 43$ mrad eingeschränkt.

Die Verteilungen der kinematischen Variablen sind in den Abbildungen 4.7 und 4.8 zu sehen. Wieder ergibt sich für die relevanten Bereiche hoher Statistik eine Übereinstimmung innerhalb von 5% zwischen Experiment und Monte Carlo. In Bereichen starker Variationen der Akzeptanz treten größere Unterschiede auf. Dies ist der Fall bei großen W^2 und hohen Impulsen P des DIS-Positrons. Letzteres kann durch die unterschiedlichen Kammerauflösungen in Experiment und Monte Carlo erklärt werden. Gerade in diesem Bereich ist die Impulsbestimmung besonders empfindlich für die Auflösung. Die Monte Carlo Verteilung verläuft dadurch steiler. Im Gegensatz dazu rechtfertigt der flache Verlauf des Verhältnisses in der Impuls-Abbildung bei kleinen P die verwendete Methode zur Untergrundsubtraktion. Insbesondere bestätigt sich die Annahme, daß unter den ausgewählten Elektronen und Positronen die Kontamination durch falsch identifizierte Hadronen den Anteil an Teilchen aus nicht tief inelastischer Streuung dominiert, da diese im Monte Carlo gar nicht berücksichtigt werden.

Alle Abbildungen in diesem Abschnitt beinhalten ca. 10% der in der Strukturfunktionsbestimmung verwendeten Statistik. Die Normierung erfolgte über die Zahl der rekonstruierten DIS-Positronen. Die typischen Abweichungen zwischen Daten und Monte Carlo liegen unter 5% und erlauben somit eine vorläufige Bestimmung der Strukturfunktion F_2 von Helium.

5 Die Strukturfunktion $F_2^{^3He}\left(x, Q^2\right)$

Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen den im oberen und unteren Detektor gemessenen Verlauf der Strukturfunktion $F_2^{^3He}$ als Funktion von Q^2 bei verschiedenen Werten von x. Dazu wurde eine Bin-Centering-Korrektur durchgeführt, bei der für die Strukturfunktion von Helium die NMC-Parametrisierung gemäß

$$F_2^{^3He} = \frac{1}{3}\left(F_2^p + 2F_2^D\right) ,$$

verwendet wurde. Die beiden Kurven in diesen Abbildungen entsprechen dabei der Unsicherheit aus der Anpassung an die Daten von NMC, SLAC und BCDMS [ARN95], die in den Abbildungen 5.3 und 5.4 zusammen mit dem über oberen und unteren Detektor gemittelten Resultat für die HERMES-Daten abgebildet sind.

Man erkennt das Skalenverhalten der Strukturfunktion bei mittleren Werten, aber auch die Verletzung der Invarianz bei kleinen und großen Werten von x. Insgesamt kann die von der QCD vorhergesagte Q^2-Abhängigkeit recht gut bestätigt werden. Es verbleiben jedoch noch einige Strukturen, die auf eine nicht perfekte Beschreibung der Akzeptanz im Monte Carlo hinweisen, insbesondere die Abweichungen zwischen der Beschreibung in oberem und unterem Detektor.
Desweiteren zeigen sich bei der absoluten Normierung zwei unabhängige Probleme:

- Für die beiden Detektorhälften liegt ein Unterschied in der relativen Normierung von 5% vor.
- Die absolute Normierung bei Mittelung über die Detektorhälften weicht um ca. 15% von der NMC-Parametrisierung ab.

Die für die obigen Abbildungen nötigen Korrekturen in der absoluten Normierung können der folgenden Tabelle entnommen werden:

Bereich	Korrekturfaktor
oberer Detektor	1.17
unterer Detektor	1.12
gesamter Detektor	1.15

Das Problem der unterschiedlichen Normierung für obere und untere Detektorhälfte, die vom Design her eigentlich symmetrisch konzipiert sind, kann zumindest teilweise dadurch erklärt werden, daß der Positronenstrahl am HERMES-Wechselwirkungspunkt nicht horizontal verläuft. Im Mittel betrug 1995 die Neigung des Positronenstrahls am HERMES-Wechselwirkungspunkt -150μrad. Integriert man den Wirkungsquerschnitt innerhalb der kinematischen Einschränkungen dieser Analyse (einschließlich des Schnittes $|\theta_Y| \geq 43$ mrad) und der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers mit einer um 150μrad in die untere Detektorhälfte verschobenen Winkelakzeptanz, so ergibt sich ein 2%iger Unterschied des integrierten Wirkungsquerschnittes für die obere und die untere Hälfte. Im Monte Carlo dagegen wurde ein horizontaler Strahl simuliert und eine transversale Ausdehnung des Targets mußte nicht in Betracht gezogen werden. Die unterschiedliche Winkelakzeptanz führt nicht nur zu Zählratenunterschieden und damit veränderten Normierungen, sondern tragen auch zu den Unterschieden in der (x, Q^2)-Abhängigkeit in den beiden Hälften bei.

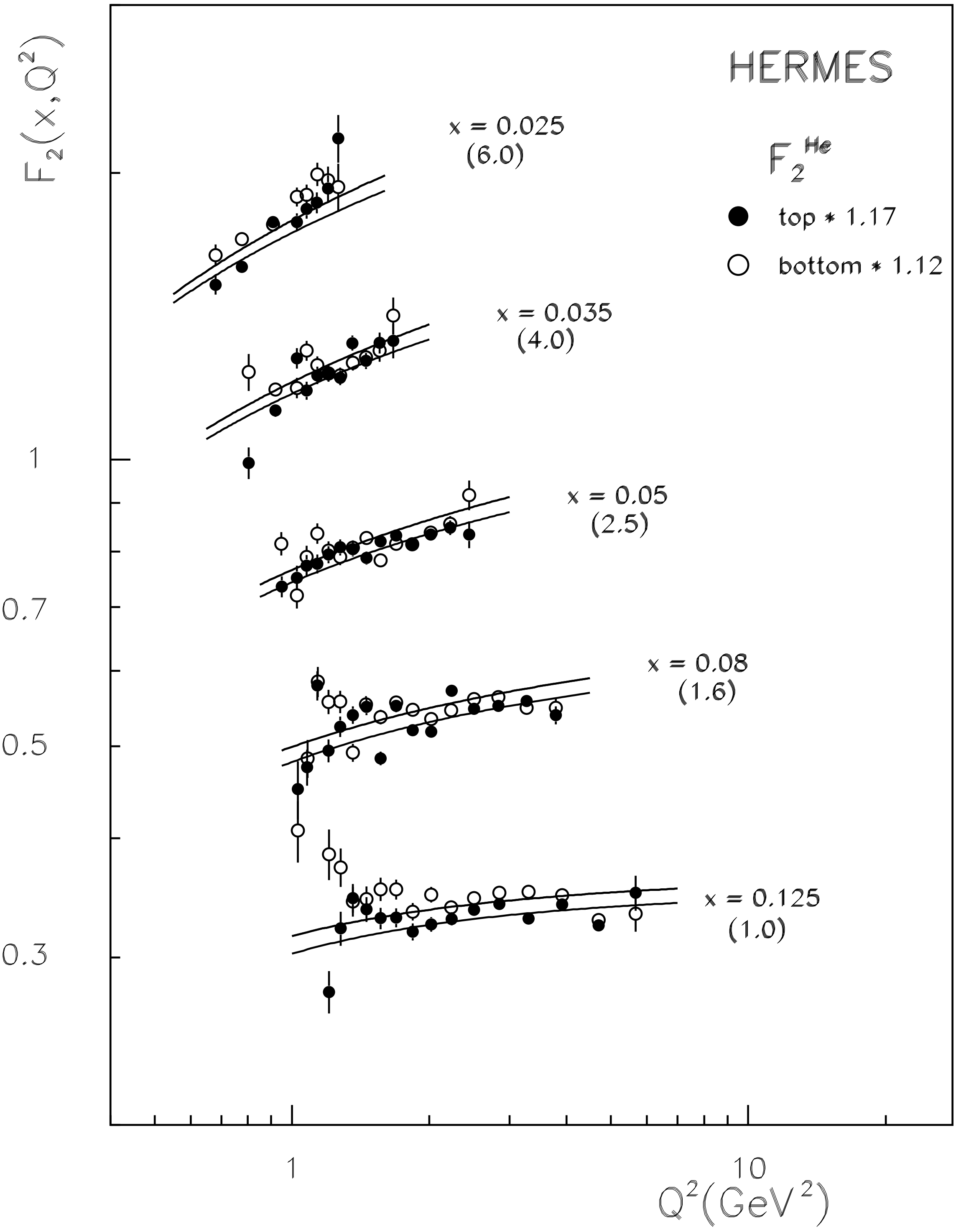

Abb. 5.1: Die Strukturfunktion von Helium $F_2^{^3He}(x, Q^2)$ für oberen und unteren Detektor getrennt.

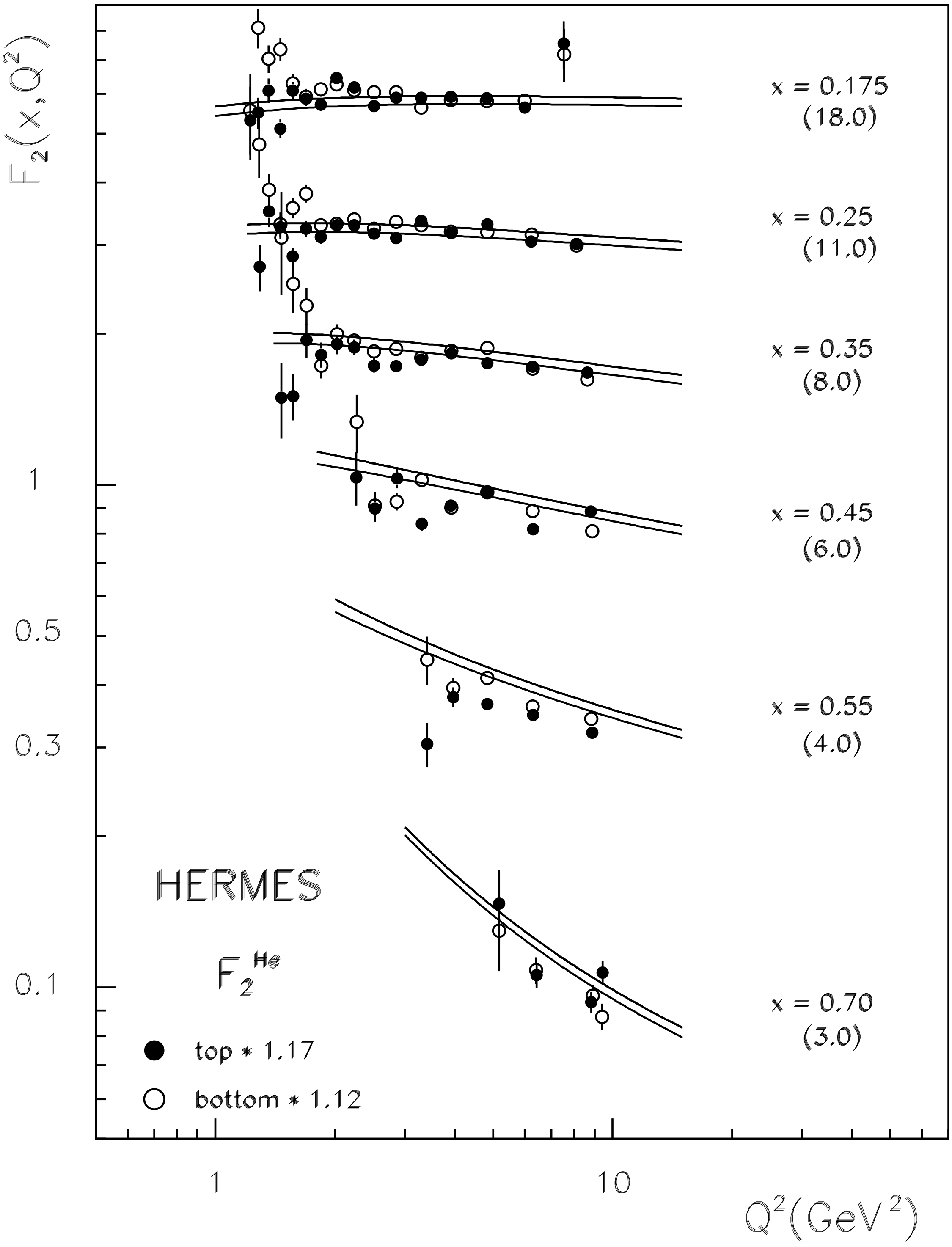

Abb. 5.2: Die Strukturfunktion von Helium $F_2^{^3He}(x, Q^2)$ für oberen und unteren Detektor getrennt.

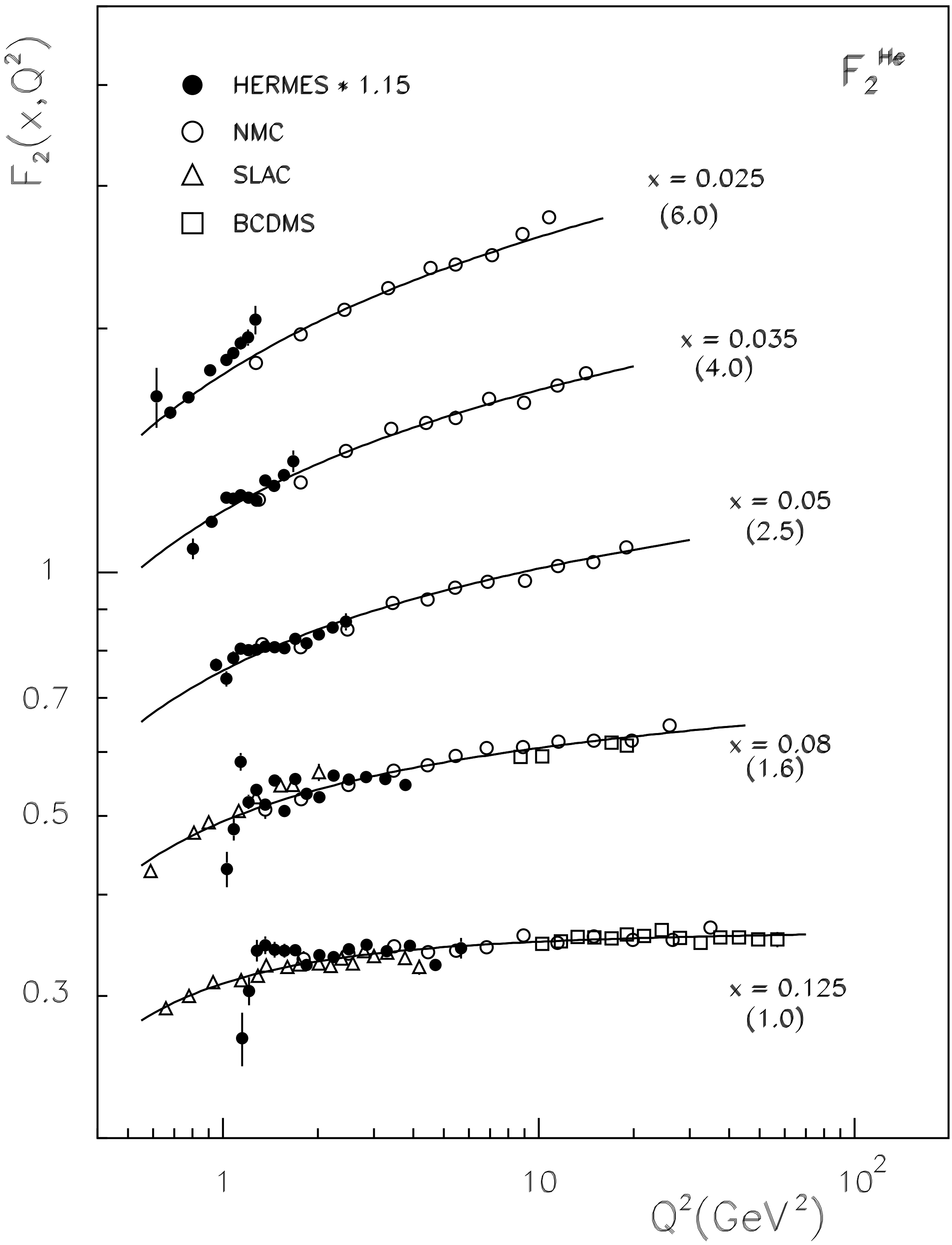

Abb. 5.3: Die Strukturfunktion von Helium $F_2^{^3He}(x,Q^2)$ im Vergleich mit den Daten von NMC, SLAC und BCDMS. Die Kurven entsprechen der Anpassung an diese Daten.

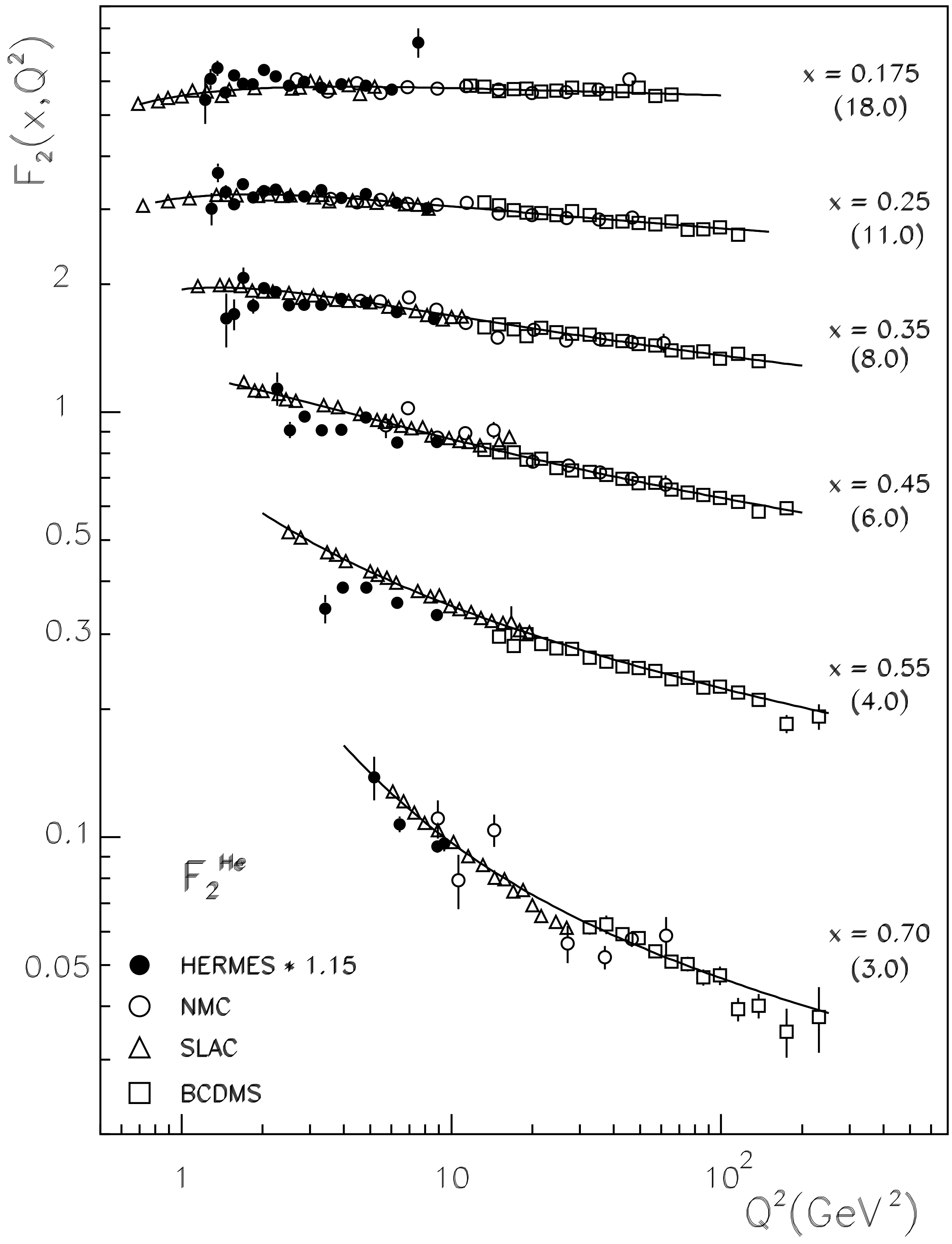

Abb. 5.4: Die Strukturfunktion von Helium $F_2^{^3He}(x, Q^2)$ im Vergleich mit den Daten von NMC, SLAC und BCDMS. Die Kurven entsprechen der Anpassung an diese Daten.

Ebenso wurden Verschiebungen des Wechselwirkungspunktes in horizontaler oder vertikaler Richtung vernachlässigt. Vertikale Abweichungen betreffen wieder die Winkelakzeptanz des Spektrometers, horizontale spielen durch das Design des Spektrometers keine Rolle. Die Akzeptanz des Luminositätsmonitors dagegen ist vor allem auf horizontale Verschiebungen empfindlich. Aufgrund der unmittelbaren Nähe dieses Detektors zum Strahlrohr können bereits kleine Veränderungen einen großen Einfluß auf die Akzeptanz und damit die gemessene Luminosität haben. Desweiteren muß die absolute Position des Luminositätsmonitors aus den gleichen Gründen sehr genau bekannt sein. So zeigen Monte Carlo Studien, daß eine Verschiebung der Kalorimeter um 3.5 mm in horizontaler Richtung eine um 30% erhöhte Akzeptanz ergeben. Auch ist der Luminositätsmonitor nicht auf Präzissionsmessungen von absoluten Strukturfunktionen ausgelegt, da für die meisten Messungen bei HERMES durch Asymmetrie-Bildungen nur die relative Luminosität zweier Zustände benötigt wird, bei denen der Großteil von Detektoreffekten herausfällt. So genießen Akzeptanzstudien und die absolute Kalibration des Luminositätsmonitors nicht oberste Priorität, die Kenntnis dieser Größen wird jedoch noch verbessert werden. Im Rahmen all dieser Einflüsse sind Abweichungen von 15% in der absoluten Normierung der Helium-Strukturfunktion durchaus zu verstehen.

5.1 Das Strukturfunktionsverhältnis $F_2^{^3He}/F_2^D(x)$

Da die Energieskalen der Kernphysik mit Bindungsenergien von einigen MeV und Fermi-Impulsen von etwa 250 MeV deutlicher kleiner sind als die typischen Q^2-Werte bei der tief inelastischen Streuung, würde man naiv erwarten, daß die Strukturfunktion eines Kernes durch die Summe der Strukturfunktionen seiner Nukleonen beschrieben wird. Als Referenz wird die Strukturfunktion von Deuterium benutzt, das aufgrund seiner geringen Bindungsenergie pro Nukleon als gute Näherung einer Mittelung über Proton und Neutron angesehen werden kann und eine Messung mit freien Neutronen nicht möglich ist. Abweichungen werden bei großen x-Werten aufgrund der Fermi-Bewegung der Nukleonen erwartet, die den Impulsbruchteil eines Partons am Gesamtimpuls des Kernes erhöht. 1983 zeigten jedoch Messungen der EMC-Kollaboration am CERN [AUB83] signifikante Abweichungen von Eins über den gesamten x-Bereich für das Strukturfunktionsverhältnis von Eisen über Deuterium. Dieses Ergebnis wurde von weiteren Experimenten bestätigt und auch für andere Kerne gemessen. Der prinzipielle Verlauf der x-Abhängigkeit kann in vier Gebiete unterteilt werden:

- $x < 0.06$:
  Das Verhältnis F_2^A/F_2^D befindet sich stets unterhalb von Eins (*Shadowing*-Bereich). Dieser Effekt nimmt mit wachsender Massenzahl A zu.

- $0.06 < x < 0.3$:
  In diesem Bereich zeigt sich eine Überhöhung des Strukturfunktionsverhältnisses, was mit *Anti-Shadowing* bezeichnet wird.

- $0.3 < x < 0.7$:
  Das Verhältnis wird erneut kleiner als Eins (*EMC-Effekt*).

- $x > 0.7$:
  Das Verhältnis wächst wieder an, was mit der Fermi-Bewegung der Nukleonen erklärt wird.

Von besonderem Interesse ist der Einfluß nuklearer Effekte auf die Strukturfunktion des sehr schwach gebundenen ^{3}He-Kernes. Bisherige Messungen wurden nur für $A \geq 4$ durchgeführt.

Da in dieser Analyse nur Helium-Daten untersucht wurden, wird die Strukturfunktion von Deuterium zu der NMC-Parametrisierung angenommen. Um womögliche Kerneffekte erkennen zu können, muß zusätzlich eine Isoskalaritätskorrektur angebracht werden. Dies bedeutet, daß $F_2^{^3He}$ anstelle von F_2^D durch $\frac{1}{3}(F_2^p + 2F_2^D)$ geteilt wird. Ohne diese Anpassung der Proton- und Neutronzahlen beider Kerne des Verhältnisses würden Unterschiede der Strukturfunktionen aufgrund von Kerneinflüssen durch die Unterschiede zwischen F_2^p und F_2^n überlagert.

Abbildung 5.5 zeigt das Verhältnis als Funktion von x mit rein statistischen Fehlern zusammen mit NMC- und SLAC-Daten [AMA95, GOM94]. Diese Vergleichsdaten stammen allerdings aus Messungen an ^{4}He, da entsprechende Daten für ^{3}He nicht verfügbar sind. Die absolute Normierung des Verhältnisses wurde wie bei der absoluten Strukturfunktion um 15% korrigiert. Eine direkte Messung des Verhältnisses $F_2^{^3He}/F_2^D$ ist bei HERMES ebenfalls möglich. Dazu wurde 1995 neben den polarisierten Messungen an ^{3}He auch solche an unpolarisiertem Wasserstoff und Deuterium vorgenommen [ACK96]. Eine bessere Statistik und Systematik wird für die Strahlzeit 1996 erwartet, wenn unpolarisierte Messungen mit allen drei Kernen vorgenommen werden.

In Abbildung 5.5 kann man erkennen, daß auch bei ^{3}He Kerneffekte auftreten. Deutlich erscheint das durch EMC-Effekt und Fermi-Bewegung verursachte Minimum in dem Strukturfunktionsverhältnis auch bei ^{3}He. Darüber hinaus gibt es Anzeichen für Anti-Shadowing für $x \sim 0.15$. Weitergehende Aussagen sind aufgrund der Normierungsunsicherheiten jedoch nicht möglich.

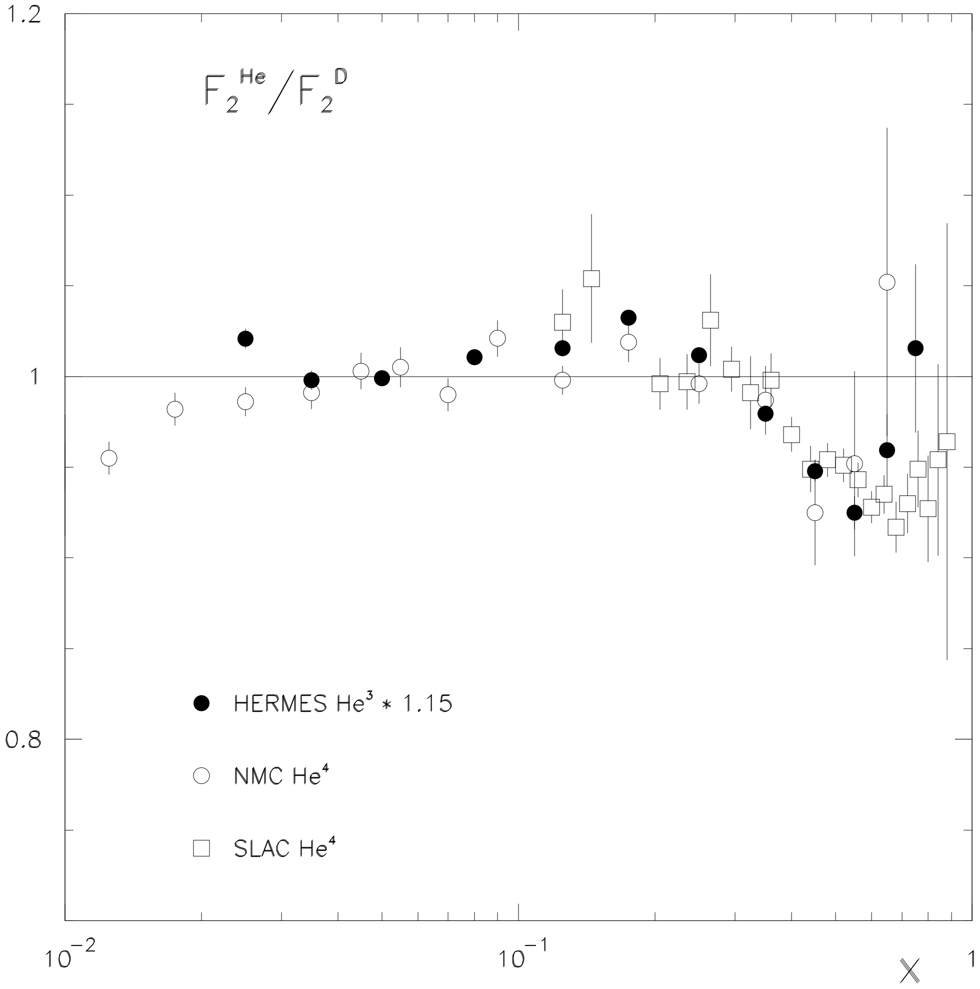

Abb. 5.5: Das Strukturfunktionsverhältnis $F_2^{^3He}/F_2^D$ als Funktion von x im Vergleich mit den Daten von NMC und SLAC für ^{4}He.

6 Zusammenfassung

Wesentliches Ziel des HERMES-Experiments am HERA-Speicherring in Hamburg ist die Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons. Darüber hinaus ermöglicht dieses Experiment eine Reihe weiterer Messungen zur unpolarisierten tief inelastischen Streuung. Neue experimentelle Techniken wie der Einsatz von internen Gastargets und eine exzellente Separation von Elektronen und Hadronen sollen die systematischen Fehler dieser Messungen extrem klein halten. Das HERMES-Experiment hat 1995 mit der Datennahme begonnen und in diesem ersten Jahr ein polarisiertes ^{3}He-Target eingesetzt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden aus den 1995 aufgezeichneten HERMES-Daten erste, vorläufige Werte der Strukturfunktion $F_2^{^3He}(x,Q^2)$ bestimmt. Die Extraktion dieses absoluten Wirkungsquerschnitts erfordert eine sehr viel genauere Kenntnis der Akzeptanz und der Effizienz des Detektors als die Messung der spinabhängigen Asymmetrien, in denen sich nahezu alle Spektrometereinflüsse herauskürzen. Insbesondere ist eine detaillierte Monte Carlo Simulation des gesamten HERMES-Detektors erforderlich.

Der Vergleich der Daten mit den simulierten Ereignissen zeigt den gegenwärtigen Stand des Detektorverständnisses: die Effizienz der Spurrekonstruktion sowie die Eigenschaften der verschiedenen Detektoren zur Teilchenidentifikation werden durch das Monte Carlo weitgehend reproduziert; die Übereinstimmung in den kinematischen Variablen ist typischerweise besser als 5%.

Die aus diesen ersten Daten des HERMES-Experiments extrahierte Strukturfunktion bestätigt mit der Beobachtung einer leichten Abhängigkeit von Q^2 die in der QCD erwartete Skalenverletzung. Während für kleine Werte von x die Strukturfunktion mit Q^2 anwächst, zeigt sich für große x das umgekehrte Verhalten.

Die beobachteten Fluktuationen außerhalb der statistischen Unsicherheiten sind in erster Linie auf zeitabhängige Effekte zurückzuführen, die in der Monte Carlo Simulation bisher nicht oder nur unzureichend berücksichtigt wurden. Eine weitere Schwierigkeit liegt in der Bestimmung der absoluten Normierung des Wirkungsquerschnitts. Während die Asymmetrie-Messungen nur die Kenntnis relativer Luminositäten erfordern, ist die aktuelle Kenntnis der Akzeptanz des Luminositätsdetektors für die Bestimmung von $F_2(x,Q^2)$ nicht ausreichend. Die derzeit beobachteten Abweichungen von früheren Messungen liegen bei ca. 15%.

Durch die Messung an ^{3}He lassen sich bei HERMES erstmals Kerneffekte auch bei diesem nur schwach gebundenen Kern untersuchen. Trotz der Normierungsunsicherheit läßt sich ein klarer Einfluß des Kerns auf die Strukturfunktion feststellen: im Bereich großer x-Werte liegt die Strukturfunktion von ^{3}He signifikant unterhalb der des Deuterons, für $x \sim 0.15$ zeigt sich ein Hinweis auf Anti-Shadowing.

Literaturverzeichnis

[BJO64] J.D. Bjørken, S.C. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, New York (1964)
J.D. Bjørken, S.C. Drell, *Relativistic Quantum Fields*, McGraw-Hill, New York (1965)
F.E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, London (1979)
E. Leader, E. Predazzi, *An Introduction to Gauge Theories and the 'New Physics'*, Cambridge University Press (1979)
A. Manohar, *An Introduction to Spin Dependent Deep Inelastic Scattering*, Proc. of the 7th Lake Louise Winter Institute, World Scientific, Singapore (1992)
O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg, (1986)
P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag, Berlin (1988)

[ACK96] K. Ackerstaff, *First Results from the HERMES Experiment using Unpolarized Targets*, Dissertation, Universität Hamburg (1996)

[AKH77] A.A. Akhundov, D. Bardin, N. Shumeiko, *Sov. J. Nucl. Phys.* **26** (1977) 660
A.A. Akhundov, D. Bardin, N. Shumeiko, *Sov. J. Nucl. Phys.* **44** (1986) 988
D. Bardin, N. Shumeiko, *Sov. J. Nucl. Phys.* **29** (1979) 499

[AMA92] P. Amaudruz et al., NMC, *Phys. Lett. B* **295** (1992) 159

[AMA95] P. Amaudruz et al., NMC, *Phys. Lett. B* **441** (1995) 3

[ARN95] M. Arneodo et al., NMC, CERN-PPE/95-138, HEP-PH/9509406 (1995), zur Veröffentlichung bei *Phys. Lett. B* eingereicht.

[AUB83] J.J. Aubert et al., EMC, *Phys. Lett. B* **123** (1983) 275

[BEN95] T. Benisch, *Der Luminositätsmonitor für das HERMES Experiment*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995)

[BJO69a] J.D. Bjørken, *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547

[BJO69b] J.D. Bjørken, E.A. Paschos, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975
R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415

[BRU93] A. Brüll, *Die Strukturfunktionen des Nukleons bei kleinen Werten von x*, Dissertation, Universität Freiburg (1993)

[CAL69] C.G. Callan, D.J. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 156

[CER94] Programming Techniques Group, ECP Division, CERN, Genf, *ADAMO – Entity-Relationship Programming System, Version 3.3*,
WWW: http://www1.cern.ch/Adamo/ADAMO_ENTRY.html (1994)

[DÜR95] M. Düren, *The HERMES Experiment: From the Design to the First Results*, Habilitationsschrift, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (1995)

[EME95] J. Emerson, *Modelling of the HERMES Transition Radiation Detector*, diploma thesis, TRIUMF (1995)

[FUN96] M.A. Funk, *HANNA: A C-based HERMES Analysis Tool*, WWW: http://dxhra1.desy.de/hanna/ (1996)

[GOM94] J. Gomez et al., *Phys. Rev. D* **49** (1994) 4348

[GUT95] A. Gute, *Ein Drahtvermessungssystem für die Driftkammern des HERMES Experiments*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995)

[HER93] HERMES Collaboration, *Technical Design Report*, DESY-PRC 93-06, MPIH-V20 1993 (1993)

[MIL91] A. Milsztajn et al., *Z. Phys. C* **49** (1991) 527

[OEL95] P. Oelwein, *Messung der longitudinalen Elektronenpolarisation beim Speicherring HERA und Monte-Carlo-Studien zur Kalibration des HERA-Elektronen-Polarimeters*, Diplomarbeit, MPI-Heidelberg (1995)

[PAN68] W.K.H. Panofsky, Seite 23 in: *Proc. of the 14th International Conference on High Energy Physics*, Wien, CERN Scientific Information Service, Genf (1968)
M. Breidenbach et al., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 935
J.I. Friedmann, H.W. Kendall, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* (1972) 203

[POV93] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer, (1993)

[SLO88] T. Sloan, G. Smadja, R. Voss,*Phys. Rep.* **162** (1988) 45

[SOK64] A.A. Sokolov, I.M. Ternov, *Sov. Phys. Dokladi* **8** (1964) 1203

[WAN95] W. Wander et al., *DAD – Distributed Adamo Database system at HERMES*, WWW:http://dxhra1.desy.de/dad/, Proc. of CHEP 95, Rio de Janeiro (1995)

[WAN96] W. Wander, *Rekonstruktion hochenergetischer Streuereignisse im HERMES Experiment*, Doktorarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1996)

[WHI90] L.W. Whitlow et al., *Phys. Lett. B* **250** (1990) 193

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ________________________ Unterschrift: ________________________